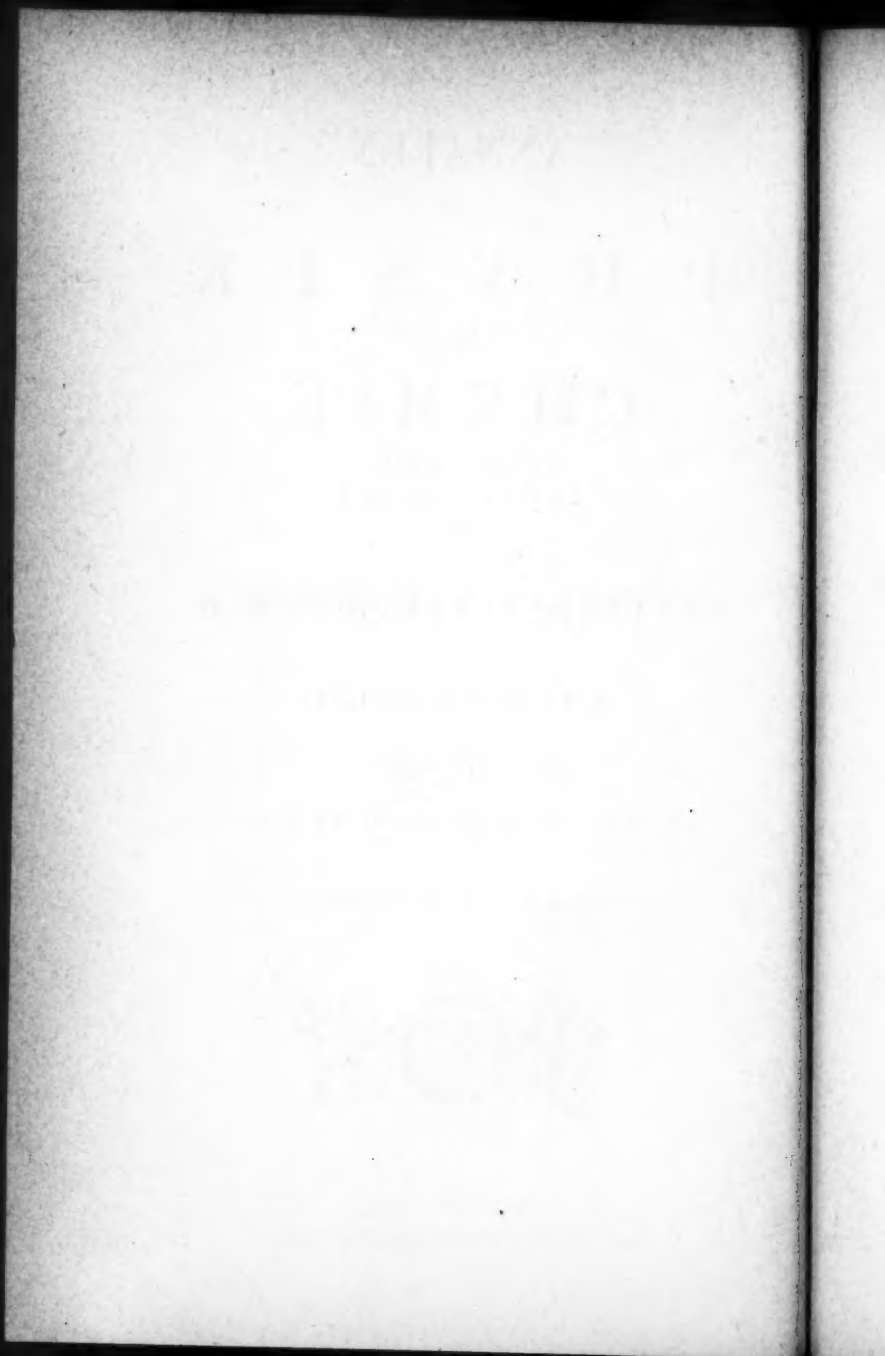


ANNALEN  
DER  
PHYSIK UND CHEMIE.

---

BAND CXLVI.



ANNALEN  
DER  
P H Y S I K  
UND  
C H E M I E.



FÜNFTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

SECHSUNDZWANZIGSTER BAND.

NEBST NEUN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1872.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

THE

LIBRARY

OF THE

UNIVERSITY

OF CALIFORNIA

AT BERKELEY

THE

LIBRARY



1890



ANNALEN  
DER  
P H Y S I K  
UND  
C H E M I E.



HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTSECHSUNDVIERZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDZWEIUNDZWANZIGSTER.

NEBST NEUN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1872.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

**B**  
ge  
con  
ist  
nic  
ein  
De  
ach  
Lin  
wo

per  
sog  
ein  
vor  
wa

ver  
zw  
sor  
um  
P

I. *Optische Experimentaluntersuchungen;*  
*von G. Quincke.*

---

XV. Ueber Beugungsgitter.

Durchgehendes Licht.

§. 146.

Bei der Theorie der Beugungserscheinungen pflegt man gewöhnlich einen undurchsichtigen Schirm mit einer Reihe congruenter Oeffnungen anzunehmen. Diese Voraussetzung ist in der Praxis selten erfüllt, und trifft vor allen Dingen nicht zu bei Glasflächen, auf denen eine Diamantspitze eine Reihe neben einander liegender Furchen gezogen hat. Dergleichen Glasgitter sind aber vorzugsweise zur Beobachtung von Beugungs-Spectren mit Fraunhofer'schen Linien und zur Messung der Lichtwellenlängen benutzt worden.

Ich habe schon in Abschnitt X meiner optischen Experimentaluntersuchungen die Beugungserscheinungen an sogenannten Lamellengittern beschrieben, bei denen die einzelnen Oeffnungen nicht von undurchsichtigen, sondern von durchsichtigen Stäben gleichförmiger Dicke begränzt waren.

Die Theorie dieser Lamellengitter (§. 108) läßt sich nun verallgemeinern für die Fälle, wo die durchsichtigen Stäbe zwischen den Oeffnungen nicht mehr gleichförmige Dicke, sondern die Gestalt von dreiseitigen Prismen haben, und umfaßt dann auch die Erscheinungen, welche man an den

gebräuchlichen Glasgittern im durchgehenden und reflectirten Lichte wahrnimmt. Die Beobachtungen im reflectirten Lichte haben dabei den Vorzug, daß der Vorgang der Beugung in demselben Medium stattfindet, und so eine Voraussetzung der Theorie erfüllt ist, welcher bisher nur bei sogenannten Stab- oder Drahtgittern mit verhältnißmäßig weit von einander abstehenden Oeffnungen genügt werden konnte. Bei den letzteren lassen sich aber wegen der geringen Breite der einzelnen Beugungsspectra eine Reihe von Erscheinungen nur schwierig wahrnehmen, welche meines Wissens bisher unbekannt waren, und welche, wie sich im Verlaufe der Untersuchung ergeben wird, auch nur zum Theil mit der Theorie übereinstimmen.

### §. 147.

Die Bezeichnungen seyen dieselben wie in §. 108<sup>1)</sup>.

Von einem leuchtenden Punkte  $P$  (Fig. 1 Taf. I) mit den Coordinaten  $XYZ$  gehen Lichtwellen nach einem in der  $xy$ -Ebene gelegenen Schirme, und durch eine Oeffnung  $O$  dieses Schirmes zum Auge, welches direct oder mit Hülfe eines Linsensystems (Fernrohrs) den Punkt  $P_1$  mit den Coordinaten  $X_1 Y_1 Z_1$  deutlich sieht.  $P_1$  liegt auf derselben Seite des Schirmes wie der leuchtende Punkt  $P$ . Von den verschiedenen Punkten einer mit dem Radius  $\rho$  um  $P_1$  beschriebenen Kugelfläche gelangt die Wellenbewegung der Aethertheilchen in derselben Zeit  $\tau$  zum Netzhautbilde des Punktes  $P_1$ , so daß nach dem Huyghens'schen Principe diesem das Oeffnungselement  $do$  mit den Coordinaten  $xy$  die Vibrationsgeschwindigkeit mittheilt:

$$u = Kdo \sin \left( \frac{t-\tau}{T} - \frac{\overline{PO} + \overline{OQ}}{\lambda} \right) 2\pi$$

$$= Kdo \sin \left( \frac{t-\tau}{T} - \frac{l_0}{\lambda} - \frac{\overline{PO} - \overline{P_1O}}{\lambda} \right) 2\pi,$$

wo bedeuten:

$t$  die Zeit, welche verflossen ist seit dem Zeitmoment, wo der leuchtende Punkt die Vibrationsgeschwindigkeit 0 hatte, und zu vibriren anfang.

1) Pogg. Ann. 132, S. 364. 1867.

$T$  die Schwingungsdauer,

$\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes in Luft, oder genauer gesagt, im Innern der Substanz, in welcher sich der Schirm mit den Oeffnungen befindet.

Sind die Entfernungen  $R$  und  $R_1$  der Puncte  $P$  und  $P_1$  vom Anfangspunct der Coordinaten groß gegen  $x$  und  $y$ , so ist:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad R_1 = \sqrt{X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2}$$

$$\overline{PO} = \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2} = R - [x \cos(R, x) + y \cos(R, y)] \\ + \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{R} - \frac{1}{2} \frac{[x \cos(R, x) + y \cos(R, y)]^2}{R} + \dots$$

$$\overline{P_1O} = \sqrt{(X_1-x)^2 + (Y_1-y)^2 + Z_1^2} = R_1 - [x \cos(R_1, x) + y \cos(R_1, y)] \\ + \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{R_1} - \frac{1}{2} \frac{[x \cos(R_1, x) + y \cos(R_1, y)]^2}{R_1} + \dots$$

Nimmt man, wie dies stets geschieht um die Rechnung zu vereinfachen, den Punct  $P_1$  in derselben Entfernung von dem Schirm an, wie den leuchtenden Punct  $P$ , und setzt:

$$R = R_1$$

$$1. \quad \theta = \left( \frac{t-\tau}{T} - \frac{\varrho}{\lambda} \right) 2\pi \quad \mu = \cos(R_1, x) - \cos(R, x) \\ \eta = (\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} \quad \nu = \cos(R_1, y) - \cos(R, y),$$

so gelangt von dem Oeffnungselement  $do$  zum Auge die Vibrationsgeschwindigkeit

$$u = K do \cdot \sin(\theta - \eta).$$

Von diesem Ausdruck, der bis auf Größen von der Ordnung  $\frac{x}{R}$  oder  $\frac{y}{R}$  richtig ist, ist dann die Summe zu nehmen nach allen Oeffnungselementen  $do$  des Schirmes.

Es möge nun der Schirm drei neben einander liegende rechteckförmige Oeffnungen von derselben Höhe  $b$  und der Breite  $a, a_1, a_2$  enthalten. Der Anfangspunct der Coordinaten liege in der Ecke der ersten Oeffnung. Aendert sich ferner innerhalb jeder Oeffnung die Phase der Aether-

theilchen auch noch auf andere Weise als durch die Lage des Oeffnungselementes, so würde in dem Ausdruck für die Vibrationsgeschwindigkeit  $\theta - \Delta$  statt  $\theta$  zu setzen seyn.  $\Delta$  soll eine lineare Function von  $x$  seyn, oder

$$1a. \quad \Delta = (rx + s) \frac{2\pi}{\lambda},$$

wo die Constanten  $r$  und  $s$  für jede Oeffnung andere Werthe annehmen, die für die zweite und dritte Oeffnung durch die unteren Indices 1 und 2 unterschieden werden sollen. Die Werthe der Constanten  $r$  und  $s$  werden für jeden einzelnen Fall später noch näher zu bestimmen seyn aus der Gestalt der mit dem Diamanten in das Glas gerissenen Furchen.

Nennt man ferner  $KK_1K_2$  die Amplituden, welche von der Flächeneinheit der resp. Oeffnungen zum Auge gelangen, so läßt sich die Vibrationsgeschwindigkeit der Aethertheilchen im Netzhautbilde des Punctes  $P_1$  durch die Gleichung ausdrücken

$$2. \quad v = \sum_i K_i \iint dx dy \cdot \sin(\theta - \eta - \Delta_i),$$

wo das Summenzeichen andeutet, daß für jede der drei Oeffnungen über alle Elemente der betreffenden  $i^{\text{ten}}$  Oeffnung zu integriren ist und für  $i$  die Werthe 012 zu setzen sind. Der Index 0 ist im Folgenden der Einfachheit wegen fortgelassen worden.

Bringt man  $v$  auf die Form

$$2a. \quad v = \sin \theta \sum_i C_i - \cos \theta \sum_i S_i = L \cdot \sin(\theta - \varphi),$$

so ist die Lichtintensität  $L^2$  und die Phase  $\theta - \varphi$  der Lichtwellen im Puncte  $P_1$  des Netzhautbildes durch die Gleichungen bestimmt:

$$3. \quad L^2 = (\sum_i C_i)^2 + (\sum_i S_i)^2,$$

$$4. \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sum_i S_i}{\sum_i C_i}.$$

Die Werthe der bestimmten Integrale sind durch die Gleichungen gegeben:

$$\left. \begin{aligned}
 C_i &= K_i \int_0^{a_i-1} \int_0^b dx dy \cos(\eta + \Delta_i) = \mathfrak{C}_i \cos \varrho_i - \mathfrak{S}_i \sin \varrho_i, \\
 S_i &= K_i \int_0^{a_i-1} \int_0^b dx dy \sin(\eta + \Delta_i) = \mathfrak{S}_i \sin \varrho_i + \mathfrak{C}_i \cos \varrho_i,
 \end{aligned} \right\} 5.$$

wo

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta_i &= (r_i x + s_i) \frac{2\pi}{\lambda} \\
 \mathfrak{C}_i &= K_i \int_0^{a_i} \int_0^b dx dy \cos[(\mu + r_i)x + v y] \frac{2\pi}{\lambda} = K_i a_i b \frac{\sin \frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} \cdot \sin \frac{v b \pi}{\lambda}}{\frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} \cdot \frac{v b \pi}{\lambda}} \cos \left( \frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} \right) \\
 \mathfrak{S}_i &= K_i \int_0^{a_i} \int_0^b dx dy \sin[(\mu + r_i)x + v y] \frac{2\pi}{\lambda} = K_i a_i b \frac{\sin \frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} \cdot \sin \frac{v b \pi}{\lambda}}{\frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} \cdot \frac{v b \pi}{\lambda}} \sin \left( \frac{(\mu + r_i) a_i \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} \right)
 \end{aligned} \right\} 6.$$

und der Werth von  $\varrho_i$  durch die Gleichungen bestimmt ist:

$$\left. \begin{aligned}
 \varrho &= s \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \\
 \varrho_1 &= [(\mu + r_1) a + s_1] \frac{2\pi}{\lambda} \\
 \varrho_2 &= [(\mu + r_2) (a + a_1) + s_2] \frac{2\pi}{\lambda}.
 \end{aligned} \right\} 7.$$

Setzt man die Werthe von  $C_i$  und  $S_i$  aus den Gleichungen 5 in 3 und 4 ein, so wird:

$$8. L^2 = \Sigma^2 [(\mathfrak{C}_1 + \mathfrak{C}_2)^2 + (\mathfrak{C}_3 + \mathfrak{C}_4)^2 + 2(\mathfrak{C}_1 \mathfrak{C}_3 + \mathfrak{C}_1 \mathfrak{C}_4 + \mathfrak{C}_2 \mathfrak{C}_3 + \mathfrak{C}_2 \mathfrak{C}_4) \cos(\rho_1 - \rho_2) + 2(\mathfrak{C}_1 \mathfrak{C}_5 + \mathfrak{C}_1 \mathfrak{C}_6 + \mathfrak{C}_2 \mathfrak{C}_5 + \mathfrak{C}_2 \mathfrak{C}_6) \sin(\rho_1 - \rho_2)]$$

9.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Sigma (\mathfrak{C}_i \sin \rho_i + \mathfrak{S}_i \cos \rho_i)}{\Sigma (\mathfrak{C}_i \cos \rho_i - \mathfrak{S}_i \sin \rho_i)}.$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke 6 in 8 und 9 erhält man dann für drei Oeffnungen:

$$\begin{aligned} L^2 = & b^2 \left( \frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}} \right)^2 \left\{ K^2 a^2 \left( \frac{\sin \frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}} \right)^2 + K_1^2 a_1^2 \frac{\sin \frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}} + K_2^2 a_2^2 \left( \frac{\sin \frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}} \right)^2 \right. \\ & + 2KK_1 a a_1 \frac{\sin \frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}} \cos \left( \rho - \rho_1 + \frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda} - \frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda} \right) \\ & + 2K_1 K_2 a_1 a_2 \frac{\sin \frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}} \cos \left( \rho_1 - \rho_2 + \frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda} - \frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda} \right) \\ & \left. + 2K_2 K a_2 a \frac{\sin \frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}} \cos \left( \rho_2 - \rho + \frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda} - \frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda} \right) \right\}. \end{aligned}$$

10.



11.

 $\operatorname{tg} \varphi =$ 

$$\begin{aligned}
& K a \frac{\sin \frac{(\mu+r) a \pi}{\lambda}}{(\mu+r) a \pi} \sin \left( \varphi + \frac{(\mu+r) a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{(\mu+r_1) a_1 \pi}{\lambda}}{(\mu+r_1) a_1 \pi} \sin \left( \varphi_1 + \frac{(\mu+r_1) a_1 \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_2 a_2 \frac{\sin \frac{(\mu+r_2) a_2 \pi}{\lambda}}{(\mu+r_2) a_2 \pi} \sin \left( \varphi_2 + \frac{(\mu+r_2) a_2 \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) \\
& \hline
& K a \frac{\sin \frac{(\mu+r) a \pi}{\lambda}}{(\mu+r) a \pi} \cos \left( \varphi + \frac{(\mu+r) a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{(\mu+r_1) a_1 \pi}{\lambda}}{(\mu+r_1) a_1 \pi} \cos \left( \varphi_1 + \frac{(\mu+r_1) a_1 \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_2 a_2 \frac{\sin \frac{(\mu+r_2) a_2 \pi}{\lambda}}{(\mu+r_2) a_2 \pi} \cos \left( \varphi_2 + \frac{(\mu+r_2) a_2 \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right)
\end{aligned}$$

Man übersieht übrigens, beiläufig bemerkt, sofort, wie sich die Ausdrücke 8, 9, 10, 11 gestalten würden, wenn mehr als drei Oeffnungen neben einander liegen, und in jeder derselben sich die Phase der Aethertheilchen linear mit  $x$ , aber in verschiedener Weise ändert.

## §. 148.

Hat man es nicht mit einer Gruppe verschiedener Oeffnungen zu thun, sondern wiederholen sich die Oeffnungsgruppen immer wieder in derselben Weise, so daß  $(p+1)$  congruente Oeffnungsgruppen neben einander liegen, und setzt man

12.

$$\alpha = a + a_1 + \dots a_i,$$

wo  $i+1$  die Anzahl der Oeffnungen in einer Gruppe bezeichnet, so giebt die Gleichung 2 a

$$v = \sin \theta \sum_i \{ C_i$$

$$- \cos \theta \sum_i \{ S_i$$

$$C_i \cos \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} - S_i \sin \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$S_i \cos \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} + C_i \sin \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$$

13. •

$$C_i \cos p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} - S_i \sin p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$S_i \cos p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} + C_i \sin p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$$

oder wenn man setzt

$$\left\{ \begin{aligned} c &= 1 + \cos \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} + \dots \cos p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} = \cos p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \frac{\sin(p+1) \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{\sin \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} \\ s &= \sin \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} + \dots \sin p \cdot \mu \alpha \frac{2\pi}{\lambda} = \sin p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \frac{\sin(p+1) \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{\sin \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} \end{aligned} \right.$$

14.

∞

$$15. \quad v = \sin \theta \{ c \cdot \sum_i C_i - s \cdot \sum_i S_i \} - \cos \theta \{ c \cdot \sum_i S_i + s \cdot \sum_i C_i \}$$

Bezeichnet man Lichtintensität und Phasenänderung für  $p+1$  congruente Oeffnungsgruppen durch den unteren Index  $p+1$ , so ist nach Gl. 15, 3 und 4.

$$\left( \sin(p+1) \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \right)^2$$

$$16. \quad L_{p+1}^2 = (c^2 + s^2) \{ (\sum_i C_i)^2 + (\sum_i S_i)^2 \} = (p+1)^2 \left( \frac{\sin(p+1) \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{(p+1) \sin \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} \right)^2 L_1^2$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{p+1} = \frac{c \sum_i S_i + s \sum_i C_i}{c \sum_i C_i - s \sum_i S_i} = \frac{\cos p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \sum_i S_i + \sin p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \sum_i C_i}{\cos p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \sum_i C_i - \sin p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \sum_i S_i}$$

oder

$$17. \quad \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 + \operatorname{tg} p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \\ = \frac{\operatorname{tg} \varphi_1 + \operatorname{tg} p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{1 - \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} &= \operatorname{tg} \left( \varphi_1 + p \cdot \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

Lichtintensität und Phase für einen bestimmten Punkt des Gesichtsfeldes sind durch die Gleichungen 16 und 17 bekannt, so bald man diese Größen  $L_1^2$  und  $\varphi_1$  für eine Oeffnungsgruppe kennt.

An den Stellen, wo der 2<sup>te</sup> Factor auf der rechten Seite der Gl. 16 den Werth 1 annimmt, wo  $\pm \mu =$  einem Vielfachen von  $\pi$  wird, treten die sogenannten *Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse*<sup>1)</sup> auf. Dieselben sind um so schmaler, je größer die Anzahl  $p+1$  der neben einander liegenden Oeffnungsgruppen ist. Läßt man von einem weit entfernten Spalt Sonnenlicht auf das von den Oeffnungsgruppen gebildete Gitter fallen, so liegen die schmalen Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse um so weiter von der Mitte des Gesichtsfeldes, ( $\mu = 0$  entsprechend) entfernt, je größer die Wellenlänge des Lichtes ist.

1) Fraunhofer, Gilb. Ann. 74, 1823, S. 340.

Die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse für die verschiedenen Farben bilden dann die sogenannten *Spectra 2<sup>ter</sup> Klasse*, in welchen man die Fraunhofer'schen Linien um so deutlicher erkennen kann, je größer  $(p + 1)$  und  $L_1^2$  ist.

Die Lage der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren 2<sup>ter</sup> Klasse hängt nur von  $\alpha$ , oder dem Abstand zweier benachbarten Oeffnungsgruppen ab, wie auch sonst jede einzelne Oeffnungsgruppe beschaffen seyn mag. Die Deutlichkeit der Linien in einem Spectrum 2<sup>ter</sup> Klasse ist aber sehr wesentlich durch die Lichtintensität  $L_1^2$  einer Oeffnungsgruppe für die betreffende Stelle des Gesichtsfeldes bedingt.

Der Ausdruck 17 zeigt sofort, daß die Phase an einer bestimmten Stelle des Gesichtsfeldes in den Spectren 2<sup>ter</sup> Klasse unabhängig von der Anzahl der Oeffnungen ist.

Alle diese Schlüsse sind in der That, wie sich zeigen wird, in Uebereinstimmung mit der Erfahrung.

#### §. 149.

Bei der Vergleichung der vorstehenden Theorie mit den verschiedenen Fällen der Erfahrung soll immer die Lichtquelle weit entfernt von den Oeffnungen angenommen werden, die das sogenannte Gitter bilden. Die Betrachtungen werden dann durch die Bemerkung erleichtert, daß eine von planparallelen Flächen begränzte Platte aus irgend einer brechenden Substanz die Lichtwellen an allen Stellen des Gesichtsfeldes gleichmäßig in derselben Weise verzögert, also auf Intensität  $L^2$  und Phasenunterschied  $\varphi$  an den verschiedenen Stellen des Gesichtsfeldes keinen Einfluß haben kann. Dabei wird natürlich von den vielfachen Reflexionen im Innern einer solchen Planparallelplatte abgesehen. Dieselbe kann sich unmittelbar vor oder hinter dem Schirm mit den Oeffnungen oder in größerer Entfernung von demselben befinden.

Für die Messung der Beugungswinkel stand mir nur ein Goniometer mit Verticalkreis zur Verfügung, der in  $\frac{1}{3}$  Grade getheilt war, und mit Nonien halbe Minuten angab. Von

den mit Nonien versehenen beiden Fernröhren des Instruments wurde das eine durch einen Collimator mit verstellbarem Spalt und achromatischer Linse von 12<sup>mm</sup> Oeffnung und 85<sup>mm</sup> Brennweite ersetzt.

Die auf planparallelen Glasplatten angebrachten Gitter wurden mit vier Schrauben gegen eine Messingplatte von 50<sup>mm</sup> Breite, 40<sup>mm</sup> Höhe und 3<sup>mm</sup> Dicke gedrückt, in welcher eine rechteckförmige Oeffnung von gleicher Gröfse wie das Gitter sich befand. Auf der freien Seite der planparallelen Messingplatte konnte mit dünnen Kautschukringen eine planparallele Glasplatte befestigt werden. Wurde der von der Gitterfläche, dem Planglase und der Messingplatte eingeschlossene Raum mit Flüssigkeiten verschiedener Brechbarkeit gefüllt, so fand die Beugung an derselben Fläche aber in verschiedenen Medien statt. Das Gitter wurde an dem Goniometer so befestigt, daß die Furchen parallel der Axe desselben standen. Die Normale der Gitterebene fiel mit der Axe des Collimators oder des auf Unendlich gestellten Beobachtungsfernrohrs zusammen, wenn der Nonius des Goniometers auf 0 stand. Daß dies wirklich der Fall war, erkannte man entweder dadurch, daß das reflectirte Bild des passend erleuchteten Fernrohr-Fadenkreuzes mit diesem selbst zusammenfiel oder daß für einen Einfallswinkel 45° das Bild der Collimatorspalte in dem Fadenkreuz des um 90° gedrehten Beobachtungsfernrohrs erschien.

Die Drehung der Goniometeraxe bestimmte die Neigung der Gitternormale gegen die einfallenden Strahlen oder den Einfallswinkel  $J$ . Aus der abgelesenen Drehung des Beobachtungsfernrohrs konnte dann leicht der Beugungswinkel  $\gamma$  gefunden werden, welchen die gebeugten Strahlen mit der Gitternormale bildeten. Nach der Bezeichnungsweise des §. 147 wäre dann, da die Gitternormale mit der  $z$ -Axe zusammenfällt

$$18. \quad \nu = 0 \quad \mu = \sin \gamma - \sin J.$$

Aus Gl. 16 folgt, daß die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse an der

Stelle liegen, wo  $\mu$  ein Vielfaches von  $\frac{\lambda}{a}$  ist, oder mit  $\gamma$ , den Beugungswinkel des  $q^{\text{ten}}$  Maximums 2<sup>ter</sup> Klasse bezeichnet

$$19. \quad \sin \gamma - \sin J = q \frac{\lambda}{a},$$

wo  $q$  positive oder negative Werthe haben kann, je nachdem die Maxima auf der einen oder anderen Seite des centralen Spaltbildes liegen. Ich werde das einem bestimmten Werthe von  $q$  entsprechende Maximum als ein Maximum 2<sup>ter</sup> Klasse und  $q^{\text{ter}}$  Ordnung bezeichnen.

Findet die Beugung in einem dichteren Medium mit dem Brechungsexponenten  $n'$  statt, das durch Flächen parallel der Gitterebene begränzt ist, so nehmen  $\sin J$  und  $\lambda$  im Verhältniß  $1:n'$  ab, also nach Gl. 19 auch  $\sin \gamma$ . Unterscheidet man Einfallswinkel, Beugungswinkel und Wellenlänge durch den oberen Index 1, so wird

$$20. \quad \sin \gamma' - \sin J = q \frac{\lambda'}{a}.$$

Diese Gleichung geht durch Multiplication mit  $n'$  in die Gleichung 19 über, d. h.  $\gamma'$  und  $\gamma$  stehen in demselben Verhältniß, wie zusammengehörige Einfallswinkel und Beugungswinkel, oder der gebeugte Strahl ist nach dem Uebergang in Luft unter demselben Winkel gegen die Normale der Gitterebene geneigt, als hätte die ganze Beugung in Luft stattgefunden.

*Auf die Richtung der gebeugten und in Luft übergetretenen Strahlen haben daher durchsichtige Substanzen mit Flächen parallel der Gitterebene keinen Einfluß, mögen sie an irgend welcher Stelle vor oder hinter der Gitterebene angebracht seyn, oder dieselbe enthalten<sup>1)</sup>.*

Füllte ich den von der planparallelen Messingplatte, der Gitterebene und dem Planglase eingeschlossenen Raum mit verschiedenen Flüssigkeiten, so beobachtete ich stets dieselbe Lage der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren 2<sup>ter</sup> Klasse für dasselbe Gitter und dieselbe Nei-

1) Fraunhofer, Denkschriften der Kgl. Bayer. Akad. München. VIII. 1821 bis 1822, S. 57 sqq.

gung der Gitterebene gegen die einfallenden Strahlen, oder für denselben Einfallswinkel  $J$  in Luft gemessen. Der Spalt des Collimators wurde statt mit Sonnenlicht auch wohl mit einer durch Soda oder Lithium gefärbten Flamme einer Bunsen'schen Gasflamme erleuchtet.

Die letztere Beobachtungsweise hat den Vortheil, daß man große Beugungswinkel, großen Werthen von  $q$  entsprechend, noch mit Sicherheit beobachten kann, während bei Sonnenlicht die Spectren verschiedener Ordnung übereinander fallen, und dann nur eine genaue Beobachtung möglich wird, wenn man eine bestimmte charakteristische Liniengruppe, wie etwa  $b$ , leicht wieder erkennen kann.

Die Strahlen fielen bald von Luft oder der betreffenden Flüssigkeit, bald von Glas auf die geritzte Fläche (Gitterebene) auf. Die beobachteten Beugungswinkel  $\gamma$ , stimmten mit den aus Gl. 19 berechneten Werthen soweit überein, wie überhaupt die Genauigkeit des benutzten Apparates reichte. Die Abweichungen stiegen nur in einzelnen Fällen bis zu  $1'$ , obwohl Beugungswinkel bis zu  $80^\circ$  und Werthe von  $q$  bis  $\pm 12$  beobachtet wurden.

Füllte man den Hohlraum der Messingplatte nur zur Hälfte mit Flüssigkeit und blickte, während das Gitter vertical stand, mit bloßem Auge oder mit einem Fernrohr nach einem von der Sonne oder Natronlicht erleuchteten Spalt, so hatten die Fraunhofer'schen Linien genau dieselbe Lage, mochten die Strahlen durch Luft oder Flüssigkeit gegangen seyn. Die Versuche wurden mit Luft, Wasser, Alkohol oder Terpentinöl und den Gittern No. 22 bis 27 der folgenden Tabelle CII angestellt.

Die Lage der Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse stimmt also für die gebeugten Strahlen im durchgehenden Lichte mit der Theorie vollkommen überein, die Beugung mag in den verschiedensten Medien stattfinden.

Die Dimensionen und Verfertiger der von mir benutzten Gitter sind in der folgenden Zusammenstellung angegeben.

# CII. Uebersicht der Gitter.

| No. | Bezeichnung                    | Abstand der<br>Striche<br>$\alpha$ | Beugungs-<br>winkel<br>$\gamma = \frac{\lambda}{\alpha}$ | $\frac{\alpha}{\alpha'}$ | Anzahl der<br>Striche<br>$p+1$ | Breite des<br>Gitters<br>$\text{mm}$ |
|-----|--------------------------------|------------------------------------|--|--------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|
| 1   | Drahtgitter III (Berlin)       | 0,2195                             | 0° 9' 14"  | 1,672                    | 85                             | 18,65                                |
| 2   | " II (München)                 | 0,1586                             | 0 12 45  | 1,814                    | 120                            | 19,05                                |
| 3   | " I                            | 0,1487                             | 0 13 37  | 2,687                    | (120)                          | (17,8)                               |
| 4   | Rufsgitter II (Quincke)        | 0,1368                             | 0 14 49  | 2,610                    | 85                             | 11,7                                 |
| 5   | " I                            | 0,0681                             | 0 29 45  | 1,627                    | 161                            | 10,9                                 |
| 6   | Goldblatt III (München)        | 0,1067                             | 0 19 10  | 4,706                    | 238                            | 25,2                                 |
| 7   | " II                           | 0,0795                             | 0 25 28  | 4                        | 317                            | 25,2                                 |
| 8   | Silber II (Quincke)            | 0,0681                             | 0 29 45  | 2 (3)                    | 132                            | 9                                    |
| 9   | " I                            | 0,02762                            | 1 13 22  | 2,128                    | 364                            | 10,2                                 |
| 10  | Silber Collodium (Nobert VIII) | 0,011283                           | 2 59 40  | 2,322                    | 2401                           | 27,091                               |
| 11  | " (Nobert VI)                  | 0,011275                           | 3  | 2,319                    | 1201                           | 13,541                               |
| 12  | Lamellengitter IV (Quincke)    | 0,2731                             | 0 7 24   | 1,203                    | 41                             | 11,2                                 |
| 13  | " II                           | 0,1381                             | 0 14 40  | 2,400                    | 75                             | 10,9                                 |
| 14  | " I                            | 0,1368                             | 0 14 49  | 3,330                    | 79                             | 10,9                                 |
| 15  | " III                          | 0,0544                             | 0 37 15  | 3,125                    | 189                            | 10,6                                 |
| 16  | " V                            | 0,02762                            | 1 13 22  | 2,128                    | 364                            | 10,2                                 |
| 17  | Furchengitter (Berlin)         | 0,04234                            | 0 47 58  | 1,532                    | 270                            | 11,4                                 |
| 18  | " (Albert)                     | 0,02596                            | 1 18   | 1,110                    | 331                            | 8,6                                  |
| 19  | " (Oertling)                   | 0,02251                            | 1 30   | 1,234                    | 107                            | 2,4                                  |
| 20  | " (Nobert VIII)                | 0,030063                           | 1 7 23   | 1,270                    | 451                            | 13,558                               |
| 21  | " (Nobert IX)                  | 0,015013                           | 2 14 50  | 1,745                    | 901                            | 13,527                               |
| 22  | " (München)                    | 0,009242                           | 3 39   | 1,226                    | 1800                           | 16,64                                |
| 23  | " (Nobert IV)                  | 0,007530                           | 4 29   | 2,176                    | 2701                           | 20,337                               |
| 24  | " (Nobert I)                   | 0,007523                           | 4 29 30  | 1,445                    | 1801                           | 13,549                               |
| 25  | " (Nobert V)                   | 0,004519                           | 7 29   | 1,408                    | 4501                           | 20,341                               |
| 26  | " (Nobert II)                  | 0,004517                           | 7 30   | 1,458                    | 3001                           | 13,556                               |
| 27  | " (Nobert III)                 | 0,002509                           | 13 35  | 1,615                    | 6301                           | 15,809                               |



Die Gitter No. 18 bis 27 waren mit dem Diamanten auf planparallele Glasplatten gezogen, No. 10 und 11 mit einer stumpfen Diamantspitze in eine fast undurchsichtige Schicht von Silber in Collodium getheilt, wie es für photographische Zwecke benutzt wird. Diese Schicht lag auf einem Planglase. Die letzteren beiden Gitter waren von vorzüglicher Vollkommenheit, sowohl in Betreff der Gleichmäßigkeit als in Bezug auf Schärfe der Ränder der einzelnen Oeffnungen.

Der Abstand  $\alpha$  der einzelnen Furchen oder Oeffnungen von einander wurde aus der Messung einer größeren Anzahl von Beugungswinkeln für Natronlicht im durchgehenden und reflectirten (vgl. §. 156) Licht mit Hilfe der von Ångström<sup>1)</sup> gefundenen Wellenlänge

$$\lambda_D = 0^{\text{mm}},00058921$$

berechnet. Das Verhältniß  $\frac{\alpha}{a}$  des Abstandes  $\alpha$  zweier Furchen oder Oeffnungen zu der Breite  $a$  einer Oeffnung oder des Raumes zwischen zwei Furchen wurde mit einem Mikroskop und Ocularmikrometer bestimmt. Die Breite  $a_1 + a_2$  einer Furche oder eines dunklen Balkens ergibt sich dann aus Gl. 12, §. 148 und jenem Verhältniß<sup>2)</sup>.

1) Ångström, *Recherches sur le spectre solaire*. Upsal. 1868. 4°. S. 25.

2) Die Angaben über das Verhältniß  $\frac{\alpha}{a}$  sind nur als annähernd richtig

zu betrachten, da bei den außerordentlich feinen Gittern eine genaue Einstellung auf die Ränder der Furchenthäler unmöglich ist, wie ich mich bei vielen Versuchen überzeugt habe unter Benutzung der stärksten Vergrößerungen, die man heut zu Tage mit sogenannten trockenen Linsensystemen erreichen kann. Da die Beugungserscheinungen an den Rändern der Furchen stets Linien mit ähnlicher Gestalt, wie das Object bilden, und die Dimensionen der Contouren sich mit dem Objectabstand oder der Richtung der beleuchtenden Strahlen sehr schnell ändern, so sind die Fehler verhältnißmäßig sehr bedeutend, und besonders von Einfluß bei dem feinsten Gitter No. 27, wo der Abstand der Ränder einer von dem Diamanten geschnittenen Furche nur etwas mehr als  $\frac{1}{2}$  einer mittleren Lichtwelle in Luft beträgt. Die erwähnte Ungenauigkeit bedingt einen Fehler von derselben absoluten GröÙe bei allen mikroskopischen Messungen, der auch bei anderen Objecten als den eben erwähnten in gleicher Weise auftreten muß. (Man vgl. übrigens §. 157).

Der aus mikroskopischen Messungen gefundene Werth von  $\alpha$  stimmte übrigens mit dem aus den Beugungswinkeln berechneten stets sehr nahe überein.

Die Furchentiefe ist bei allen von Hrn. Nobert geschnittenen Gittern nahezu gleich der halben Furchenbreite.

### §. 150.

Gebeugter und directer Strahl bilden mit einander den Winkel  $\gamma - J$  und dieser ist für ein bestimmtes Maximum 2<sup>ter</sup> Klasse, d. h. für einen bestimmten Werth von  $\mu$  ein Minimum, sobald

$$\frac{d}{dJ} \cdot \sin(\gamma - J) = 0$$

oder

$$21. \quad \cos(\gamma - J) \left( \frac{d\gamma}{dJ} - 1 \right) = 0.$$

Der Werth von  $\frac{d\gamma}{dJ}$  ergibt sich durch Differentiation der Gl. 18.

$$18. \quad \mu = \sin \gamma - \sin J,$$

$$\frac{d\gamma}{dJ} = \frac{\cos J}{\cos \gamma}$$

und dies in Gl. 21 eingesetzt

$$\cos(\gamma - J) (\cos J - \cos \gamma) = 0$$

oder

$$22. \quad \gamma - J = 90^\circ \quad \cos J = \cos \gamma.$$

Der ersten Gl. 22 entspricht das Maximum von  $\gamma$ , denn  $90^\circ + J$  ist der größte Beugungswinkel der überhaupt vorkommen kann. Die andere Gl. 22 bestimmt das Minimum der Ablenkung. In der That findet für

$$\gamma = -J$$

ein Minimum der Ablenkung durch Beugung statt, wenn die Normale der Gitterebene den von einfallendem und gebeugtem Strahl gebildeten Winkel halbirt, oder die Gitterebene gegen den directen und gebeugten Strahl gleich geneigt ist <sup>1)</sup>.

1) Vergl. Mascart, *Ann. d. l'école normale I.* 1864. p. 249.

Ditscheiner, Wien. Berichte L. 2. S. 303. 1864.

Das Minimum der Ablenkung ist aber für die verschiedenen Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse je nach Farbe und Ordnung verschieden, und daher zur Bestimmung von Wellenlängen wenig geeignet.

Betrachtet man einen erleuchteten Spalt oder eine Lichtflamme durch ein Gitter, so liegen die Flammenbilder der 2<sup>ter</sup> Klasse an den Stellen des Gesichtsfeldes, wo

$$\frac{\sin \frac{v b \pi}{\lambda}}{\frac{v b \pi}{\lambda}} = 1 \quad v = 0$$

23.

$$(R, y) = (R, y)$$

ist, d. h. an den Stellen des Gesichtsfeldes, die von der  $y$ -Axe denselben Winkelabstand haben, wie der direct gesehene leuchtende Punct, oder wie das centrale Flammenbild.

*Die Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse liegen also auf einem Kegelmantel, mit der  $y$ -Axe oder Spaltenrichtung als Axe, dessen Oeffnung durch die Lage des centralen Bildes bestimmt ist.*

Die Erscheinungen sind hiermit in voller Uebereinstimmung.

### §. 151.

Ich wende mich jetzt zu den Erscheinungen, die nicht von dem Abstand  $\alpha$  der Oeffnungen oder Furchen, sondern von der Gestalt der einzelnen Oeffnungen abhängen.

Der einfachste Fall ist der, wo die einzelne Oeffnungsgruppe eines Gitters nur eine Oeffnung umfaßt, und man es mit einem Gitter aus in freier Luft gespannten Drähten oder Fäden zu thun hat (No. 1 bis 3), oder einer dünnen Schicht eines undurchsichtigen Körpers wie Ruß (No. 4 und 5), Goldblatt (No. 6 und 7), Silber (No. 8 und 9), Silber Collodium (No. 10 und 11) auf einer planparallelen Glasplatte, in welche mit einer feinen Spitze parallele

Linien radirt sind. Dann wäre in den Gleichungen 10 und 11 zu setzen

$$K_1 = K_2 = 0 \quad r = 0$$

und man erhält die Ausdrücke

$$24. \quad L_1^2 = K^2 a^2 b^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 \left( \frac{\sin \frac{v b \pi}{\lambda}}{\frac{v b \pi}{\lambda}} \right)^2$$

$$25. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \operatorname{tg} \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} \right).$$

Lichtintensität und Phase ändern sich dem absoluten Werthe nach für positive und negative Werthe von  $\mu$  und  $v$  in gleicher Weise.

Fallen die Strahlen senkrecht gegen das Gitter ein, so theilen die  $x$ - und  $y$ -Axe das Gesichtsfeld in vier symmetrische Theile, wie sich dies in der That leicht wahrnehmen läßt, wenn man eine homogene, mit Natrium oder Lithium gefärbte Alkoholflamme durch ein solches Gitter in einem dunklen Zimmer betrachtet, am besten mit bloßem Auge, um möglichst viele Flammenbilder übersehen zu können. Das centrale oder direct gesehene Bild hat dann stets die größte Lichtintensität. Um die Betrachtungen zu vereinfachen, soll im Folgenden  $v$  sehr klein angenommen werden, so daß der letzte Factor der Gl. 24 = 1 gesetzt werden kann.

Die Intensität der Bilder der homogenen Flamme, welche den Spectren oder Maximis 2<sup>ter</sup> Klasse entsprechen, und welche ich als Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse bezeichnen werde, kann sehr klein, oder sogar 0 seyn, wenn  $L_1^2$  durch passende Wahl von  $a$  an der betreffenden Stelle des Gesichtsfeldes verschwindet. Für senkrecht auf die Gitterebene auffallende Strahlen müssen für positive und negative Werthe von  $\mu$ , rechts und links von der Mitte des Gesichtsfeldes oder dem direct gesehenen Flammenbilde die Intensitäten der Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse symmetrisch vertheilt seyn.

Der Versuch bestätigte dies bei den Gittern No. 4 bis 11 der Tabelle CII. Die Vertheilung ändert sich auch beim

Neigen der Gitterebene gegen die einfallenden Strahlen so wenig, daß die Aenderung bei den größeren Gittern unmerklich ist.

Die Lichtintensität des  $q^{\text{ten}}$  Flammenbildes 2<sup>ter</sup> Klasse zur rechten und zur linken des centralen Bildes ist 0, sobald

$$26. \quad q \frac{\lambda}{a} = z \frac{\lambda}{a} \quad \text{oder} \quad q = z \cdot \frac{a}{a}$$

ist, wo  $z$  eine ganze Zahl kleiner als  $q$  bedeutet. Ist das Gitter in eine sehr dünne Schicht eines undurchsichtigen Körpers Ruß, Goldblatt, Silber oder Silber-Collodium getheilt, so muß für jede Farbe und Wellenlänge bei jedem Einfallswinkel  $J$  das  $q^{\text{te}}$   $2q^{\text{te}}$  etc. Flammenbild dunkel erscheinen, da das Verhältniß  $\frac{a}{a}$  dasselbe bleibt.

In der That war dies bei den folgenden Gittern der Fall:

### CIII.

| No. | Gitter in:           | $\frac{a}{a}$ | Dunkle Flammenbilder<br>für $\pm q =$ |
|-----|----------------------|---------------|---------------------------------------|
| 4   | Ruß II               | 2,610         | . . 3 . 5 6                           |
| 5   | Ruß I                | 1,627         | . . 3 . . 6 . .                       |
| 6   | Goldblatt III        | 4,706         | . . . 4 5 . . .                       |
| 7   | " II                 | 4             | . . . 4 . . . 8                       |
| 8   | Silber II a          | 2             | . 2 . 4 . . .                         |
| "   | " II b               | 3             | . . 3 . . 6 .                         |
| 9   | " I                  | 2,128         | . . . 4 . . .                         |
| 10  | Silber-Collodium VII | 2,322         | . (2) . . (5) . 7 .                   |
| 11  | " VI                 | 2,319         | . . . . . 7 . 9                       |

Die aufgeführten Werthe von  $\frac{a}{a}$  sind das Mittel einer Reihe von Messungen mit Mikroskop und Ocular-Mikrometer. Wenn man bedenkt, daß nicht alle  $a$  genau dieselben sind bei demselben Gitter, daß die Ränder der Oeffnungen mit Ausnahme der Silber-Collodium-Gitter alle ausgezackt erscheinen, so kann die Uebereinstimmung von Versuch und Theorie befriedigend genannt werden.

Die von Drähten gebildeten Gitter No. 1 bis 3 waren in der Weise hergestellt, daß ein dünner Metalldraht über zwei gleiche parallele Stahlschrauben mit sehr feinen Gängen straff aufgewickelt, festgeklemt und dann an einer Seite fortgeschnitten war. Bei diesen *Drahtgittern* ändert sich das Verhältniß von Oeffnungsabstand  $\alpha$  und Oeffnungsweite  $a$  mit dem Einfallswinkel  $J$ , und ist das  $q^{\text{te}}$  Flammenbild dunkel, sobald

$$27. \quad q \frac{\lambda}{\alpha \cos J} = z \cdot \frac{\lambda}{a - \alpha (1 - \cos J)}$$

ist, oder

$$28. \quad \cos J = \frac{v}{v_0} \cdot \frac{v_0 - 1}{v - 1},$$

wo  $v_0$  das Verhältniß  $\frac{q}{z}$  für den Einfallswinkel  $J = 0$ ,  $v$  dasselbe für den Einfallswinkel  $J$  bedeutet.

In der That verschwand bei folgenden Werthen von  $\pm J$  das  $q^{\text{te}}$  Flammenbild einer Natronflamme bei

#### CIV.

| $q$ | $v$           | Drahtgitter II |         | Drahtgitter III |         |
|-----|---------------|----------------|---------|-----------------|---------|
|     |               | $J$            |         | $J$             |         |
|     |               | beob.          | ber.    | beob.           | ber.    |
| 2   | 2             | 24°            | 26° 10' | 34° 30'         | 36° 30' |
| 5   | $\frac{5}{2}$ | 40             | 41 35   | 47 36           | 47 55   |
| 3   | 3             | 45 36'         | 47 41   | 52 36           | 52 55   |
| 4   | 4             | 51 45          | 53 51   | 56 48           | 57 36   |
|     |               | $v_0 = 1,814$  |         | $v_0 = 1,672$   |         |

Dreht man die Gitterebene um die  $x$ -Axe, so bleibt das Verhältniß  $\frac{\alpha}{a}$  auch bei den Drahtgittern ungeändert, und die Lichtintensität der einzelnen Flammenbilder bleibt dieselbe, wie für  $J = 0$ .

Die Phase des einfallenden Lichts dürfte nach Gl 17 und 25 nicht geändert werden, sobald  $\mu$  und  $v = 0$  sind, sobald also die Strahlen senkrecht auf das Gitter auffallen.

In der That habe ich bei dem Einschalten der Gitter No. 4, 5 und 11 in dem Interferenzapparat des §. 80 keine Verschiebung der Interferenzstreifen oder Aenderung der Phase mit Sicherheit beobachten können. Wenigstens war die Verschiebung der Interferenzstreifen oder die Phasenänderung an den verschiedenen Stellen desselben Gitters und zu verschiedenen Zeiten verschieden. Sie betrug, wenn sie überhaupt vorhanden war, niemals mehr als 0,3 Fransenbreiten und würde sich durch Gase oder Dämpfe erklären, die in größerer oder geringerer Entfernung von der Ruß- oder Silberschicht in verschiedener Menge auf der Glasoberfläche condensirt waren.

### §. 152.

Ein 2<sup>ter</sup> einfacher Fall wäre ein sogenanntes *Lamellen-gitter*, wie ich es früher (§. 107 bis 109) beschrieben habe <sup>1)</sup>.

Auf einer planparallelen Glasplatte befindet sich eine dünne (Jodsilber) Lamelle von der gleichförmigen Dicke  $\varepsilon$  und dem Brechungsexponenten  $n$ , in welche mit einer Stahlspitze parallele Oeffnungen von der Breite  $a$  und dem Abstand  $\alpha$  von einander radirt sind. Die Breite eines stehen gebliebenen Lamellenstreifens ist dann  $a_1$  und man hat nach Gl. 10, 11, 7

$$\begin{array}{lll} K_2 = 0 & r = 0 & s = 0 = \varrho \\ & r_1 = 0 & s_1 = \text{const} = \Delta \\ a + a_1 = \alpha & \varrho_1 - \varrho = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} + \Delta. \end{array}$$

1) Pogg. Ann. 132, S. 366.

$$29. \quad L_1^2 = b_2 \left( \frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}} \right)^2 \left\{ K^2 a^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 + K_1^2 a_1^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \right)^2 + 2KK_1 a a_1 \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \Delta \right) \right\}$$

$$30. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda} \frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \left( K a \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \sin \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \sin \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} + \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} + \Delta \right) \right)}{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda} \frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \left( K a \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} \right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} + \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} + \Delta \right) \right)}$$

Für die Stellen des Gesichtsfeldes, wo die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse liegen, ist:

$$31. \quad \frac{\mu a \pi}{\lambda} = \pm q \pi \quad \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \pm q \pi - \frac{\mu a \pi}{\lambda},$$

wo  $q$  eine ganze Zahl bedeutet. Es verschwinden also die drei Glieder des Ausdrucks 29, und die Lichtintensität des  $q^{\text{ten}}$  Flammenbildes 2<sup>ter</sup> Klasse ist 0, sobald

$$\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda} = 0$$

oder sobald die Gl. 26 erfüllt ist

Da d  
länge  
mit d  
tereb  
Farb  
mit v  
I  
Betr  
schie  
gend

No

12  
13  
14  
15  
16

der

unt  
cen

(d  
wi



26.

$$q = z \frac{\alpha}{a}.$$

Da die durchsichtigen Lamellen höchstens wenige Wellenlängen dick sind, so ändert sich das Verhältniß  $\frac{\alpha}{a}$  nicht mit der Neigung des einfallenden Lichtes gegen die Gitterebene, oder das  $q^{\text{te}}$  Maximum 2<sup>ter</sup> Klasse ist für alle Farben und Einfallswinkel unsichtbar, wie bei den Gittern mit undurchsichtigen Stäben.

In Uebereinstimmung hiermit beobachtete ich bei der Betrachtung einer homogenen Natriumflamme bei den verschiedensten Werthen von  $J$  dunkle Flammenbilder in folgender Weise:

## CV.

| No. | Gitter in:   | $\frac{\alpha}{a}$ | Dunkle Flammenbilder<br>für $\pm q =$ |
|-----|--------------|--------------------|---------------------------------------|
| 12  | Jodsilber IV | 1,203              | . . . . 5 . . . . 10 . .              |
| 13  | " II         | 2,400              | . 2 . . 5 . 7 . .                     |
| 14  | " I          | 3,330              | . . 3 . . 6 . .                       |
| 15  | " III        | 3,125              | . . 3 . . 6 7 . .                     |
| 16  | " V          | 2,128              | . . . 4                               |

Dies blieb auch, so weit ich es beurtheilen konnte, bei der Betrachtung von weißen Lichtflammen.

Die Lichtintensität war in Uebereinstimmung mit Gl. 29 unter die Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse zu beiden Seiten des centralen Bildes symmetrisch vertheilt.

Für das centrale Bild wird

$$v = 0 \quad \mu = 0.$$

$$32. \quad L_1^2 = b^2 \{ K^2 a^2 + K_1^2 a_1^2 + 2 K K_1 a a_1 \cos A \} \\ = b^2 \{ (K a + K_1 a_1)^2 - 4 K K_1 a a_1 \sin^2 \frac{A}{2} \}.$$

Nennt man  $n$  den Brechungsexponenten der Lamelle (des Jodsilbers),  $J$  den Einfallswinkel,  $J_1$  den Brechungswinkel im Innern der Lamelle, so ist

$$33. \quad A = \varepsilon (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Die Lichtintensität des centralen Bildes einer homogenen Lichtflamme ist ein Minimum, sobald

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\pi}{2},$$

und sie wird 0, wenn  $Ka = K_1 a_1$  ist. Der Werth von  $\Delta$  hängt von der Wellenlänge ab, und der Ausdruck 31 zeigt sofort, daß eine weiße Lichtflamme durch ein Lamellengitter gesehen, gefärbte centrale Bilder geben muß, deren Farbenfolge dieselbe ist, wie die der Newton'schen Ringe im durchgehenden Licht, oder wie sie die Lichtflamme zeigen würde, wenn man sie durch zwei parallele Nicol'sche Prismen mit zwischenliegender Krystallplatte betrachtete, und dann  $\Delta$  den Phasenunterschied der  $\mp$  und  $\pm$  zum Hauptschnitt der Krystallplatte polarisirten Lichtwellen bedeutete. Die Färbung ist um so intensiver, je mehr  $Ka = K_1 a_1$ , analog dem Falle, wo der Hauptschnitt der Krystallplatte im Azimuth  $45^\circ$  gegen die Polarisations-ebene der Nicol'schen Prismen geneigt ist.

Das centrale Bild einer Lichtflamme zeigt bei einem Lamellengitter eine Farbe von um so höherer Ordnung, je größer die Dicke  $s$  und der Brechungsexponent  $n$  der Lamelle sind.

Neigt man das Lamellengitter gegen die einfallenden Strahlen, so nimmt  $\Delta$  mit wachsendem Einfallswinkel zu, die Farbe des centralen Flammenbildes steigt in der Farbenfolge der Newton'schen Ringe zu einer Farbe höherer Ordnung. Man hat nämlich für eine Jodsilberlamelle,  $n = 2,25$  gesetzt:

|                              |            |            |            |            |
|------------------------------|------------|------------|------------|------------|
| $J = 0^\circ$                | $20^\circ$ | $40^\circ$ | $60^\circ$ | $90^\circ$ |
| $n \cos J_1 - \cos J = 1,25$ | 1,284      | 1,406      | 1,577      | 2,016.     |

Die Aenderung ist für eine Lamelle von kleinerem Brechungsexponenten ähnlich aber kleiner.

In der That bestätigt der Versuch alle diese Schlüsse. (Vergl. auch §. 107 und 108).

Schaltet man ein Lamellengitter in einen Interferenzapparat (§. 80) ein, so daß die Strahlen des einen Strah-

lenbündels I normal auf das Gitter auffallen, die des anderen daran vorbeigehen, so giebt die Verschiebung der Interferenzstreifen, in Fransenbreiten gemessen, den Gangunterschied in Wellenlängen, der der Phasenänderung  $\varphi_1$  entspricht, welche nach Gl. 30 gegeben ist durch

$$34. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{K_1 a_1 \sin A}{K a + K_1 a_1 \cos A},$$

welche Gleichung für den Fall  $K_1 a_1 = K a$  geben würde:

$$\varphi_1 = \frac{A}{2}.$$

Für eine Lamelle vom Brechungsexponenten  $n$ , die den  $\nu^{\text{ten}}$  dunklen oder hellen Newton'schen Ring im reflectirten Lichte zeigt, ist:

$$\varepsilon = \nu \frac{\lambda_1}{4} = \nu \frac{\lambda}{4n},$$

$$35. \quad A = \varepsilon \cdot \frac{n-1}{\lambda} 2\pi = \nu \cdot \frac{n-1}{4n} 2\pi.$$

Für Jodsilber wird

$$n = 2,25 \quad A = \nu \cdot 0,1387 \cdot 2\pi.$$

Setzt man:

$$\frac{K_1}{K} = 0,9 \quad \frac{K_1 a_1}{K a} = 0,9 \left( \frac{a}{a} - 1 \right),$$

so stimmen beobachtete und berechnete Werthe der Größe  $A - \varphi_1$  innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler mit einander überein, wie die folgende Zusammenstellung zeigt: Der durch das Gitter gegangene Strahl war gegen den durch die unverletzte Jodsilberlamelle gegangenen Strahl beschleunigt.

## CVL

| No. | Gitter      | $\nu$ | $\frac{a}{a} - 1$ | $A$   | $A - \varphi_1$  |                    |
|-----|-------------|-------|-------------------|-------|------------------|--------------------|
|     |             |       |                   |       | beob.            | ber.               |
| 17  | Jodsilber I | 5     | 2,330             | 0,694 | $\lambda$<br>0,2 | $\lambda$<br>0,217 |
| 18  | " II        | 3,64  | 1,400             | 0,505 | 0                | 0,031              |
| 19  | " III       | 14    | 2,125             | 1,945 | 1                | 0,946              |
| 20  | " IV        | 6     | 0,203             | 0,832 | (0,4)            | 0,476              |

Für die Stellen des Gesichtsfeldes, für welche die  $q^{\text{ten}}$  Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse nicht verschwinden, würde nach Gl. 31 seyn

$$\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \sin \frac{\mu a \pi}{\lambda} \quad \cos \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \pm \cos \frac{\mu a \pi}{\lambda}$$

$$\cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \Delta \right) = \pm \cos \Delta,$$

wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem  $q$  grade oder ungrade ist.

Man erhält dann aus Gl. 29 und 30

$$36. \quad L_1^2 = b^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 \left( \frac{\sin \frac{v b \pi}{\lambda}}{\frac{v b \pi}{\lambda}} \right)^2 \left\{ (K \pm K_1)^2 \mp 4 K K_1 \sin^2 \frac{\Delta}{2} \right\}$$

$$37. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{K \cdot \sin \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} \right) \pm K_1 \sin \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} + \Delta \right)}{K \cdot \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} \right) \pm K_1 \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} + \Delta \right)}$$

oder für

$$K = K_1 \quad \varphi_1 = \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{v b \pi}{\lambda} = \frac{\Delta}{2} \pm q \frac{\pi}{2}.$$

Die Phase der Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse und gleicher Ordnung rechts und links von der Mitte des centralen Bildes unterscheidet sich um  $\pi$ , entsprechend  $\frac{1}{2}$  Wellenlänge.

### §. 153.

Man benutzt vielfach Gitter, bei welchen mit einem Diamanten feine Furchen in gleichen Abständen von einander in ein Planglas radirt sind, und die ich *Furchengitter* nennen werde.

Auf die obere Fläche  $O_0 O_2$  eines solchen Furchengitters (Fig. 2, Taf. I) falle ein Bündel paralleler Lichtstrahlen, welche oberhalb der Fläche  $O_0 O$  den Winkel  $J$ , unterhalb derselben den Winkel  $J_1$  mit der Normale derselben einschließen. Die untere Begränzungsfläche des Planglases  $U_0 U_2$  ist parallel der oberen Begränzungsfläche, und enthält die tiefste Stelle der von dem Diamanten gerissenen Furche  $OU_1 O_2$ . Die Furchen betrachte ich als

Thäler mit stufenförmigen Absätzen oder Terrassen, deren einer Theil parallel der Planfläche  $O_0O$  des Glases läuft, auf welcher das Gitter eingeritzt wurde, während der andere parallel den in Luft einfallenden Strahlen liegt. Diese Annahme hat nichts Bedenkliches, sobald man das Huyghens'sche Princip als vollkommen richtig und die Stufen genügend klein annimmt, wie es im Folgenden geschehen soll. Dieselbe wird übrigens durch die Versuche, wie sich weiter unten (§. 157) zeigen wird, bestätigt.

Unter der angegebenen Voraussetzung fallen dann alle Strahlen auf die untere Gränze des Planglases  $U_0U_2$  in paralleler Richtung unter dem Einfallswinkel  $J_1$  auf, treten also auch aus der unteren Fläche wieder parallel mit den in Luft auf die obere Gränze aufgefallenen Strahlen aus. Die untere Fläche des Planglases sey die  $xy$ -Ebene, welche die drei Oeffnungen einer Oeffnungsgruppe von der Höhe  $b$  und der Breite

$$U_0U = a \quad UU_1 = a_1 \quad U_1U_2 = a_2$$

enthält. Von der Flächeneinheit der drei Oeffnungen gelangen die Amplituden

$$K \quad K_1 \quad K_2$$

zum Auge des Beobachters. Die lebendige Kraft der auf  $O_0O \quad OO_1 \quad O_1O_2$  auffallenden ebenen Lichtwellen muß in demselben Verhältniß zu einander stehen, wie die lebendige Kraft der bei  $U_0U \quad UU_1 \quad U_1U_2$  ausgetretenen ebenen Lichtwellen. Bezeichnen

$h = GU_1$  die Tiefe der Furche,

$g_1$  und  $g_2$  die Breite der Thalränder  $O_1G$  und  $GO_2$  der Furche, so wird:

$$38. \quad \begin{cases} K_1 = K \sqrt{\frac{g_1 + h \operatorname{tg} J}{g_1 + h \operatorname{tg} J_1}} & K_2 = K \sqrt{\frac{g_2 - h \operatorname{tg} J}{g_2 - h \operatorname{tg} J_1}} \\ a_1 = g_1 + h \operatorname{tg} J_1 & a_2 = g_2 - h \operatorname{tg} J_1. \end{cases}$$

Kommen die auf die obere Fläche auffallenden Strahlen von einem unendlich entfernten leuchtenden Punkte, so haben alle Aethertheilchen in einer senkrecht zu den

einfallenden Strahlen liegenden Ebene dieselbe Phase der Bewegung.

Die Phase eines vibirenden Aethertheilchens in einem Elemente der Oeffnung  $U_0 U$  hängt nur von der Lage dieses Elementes in der Oeffnung ab; für die Elemente der Oeffnung  $U U_1$  oder  $U_1 U_2$  aber außer von der Lage auch noch von der Dicke  $\varepsilon$  der Glasschicht, die der betreffende Strahl durchlaufen hat, und die für die verschiedenen Oeffnungselemente verschieden groß ist.

In §. 147 habe ich den von der Lage des Elementes unabhängigen Theil der Phase mit  $\Delta$  bezeichnet, und diese Größe  $\Delta$  ist also 0 für die Oeffnung  $U_0 U$ , d. h.

$$\Delta = rx + s \equiv 0$$

oder

$$39 a. \quad r = 0 \quad s = 0.$$

Für die Oeffnungen  $U U_1$  und  $U_1 U_2$  durchläuft ein Strahl eine planparallele Glasplatte von der Dicke  $\varepsilon$  und dem Brechungsexponenten  $n$ . Bedeuten  $\lambda$  und  $\lambda_1$  die Wellenlängen des Lichtes in Luft und Glas,  $J$  und  $J_1$  Einfall- und Brechungswinkel, so ist der Phasenunterschied gegen den directen Strahl  $ERS$  (Fig. 3, Taf. I)

$$\left( \frac{LQ}{\lambda} + \frac{QR}{\lambda_1} - \frac{ER}{\lambda} \right) 2\pi = \varepsilon (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Die auf die Elemente der Oeffnung  $U U_1$  auffallenden Strahlen durchlaufen planparallele Glasplatten von der Dicke  $\varepsilon_1$ , wo

$$\varepsilon_1 = h \cdot \frac{a + a_1 - x}{a_1}$$

und sind um die Größe

$$(h - \varepsilon_1) (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}$$

gegen die durch den unverletzten Theil der Glasplatte hindurchgegangenen Strahlen beschleunigt, oder man hat nach Gl. 1 a, §. 147.

$$A_1 = (r_1 x + s_1) \frac{2\pi}{\lambda} \equiv \frac{a-x}{a_1} \cdot h \cdot (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$39b. \quad r_1 = -\frac{h}{a_1} (n \cos J_1 - \cos J) \quad s_1 = h \cdot \frac{a}{a_1} (n \cos J_1 - \cos J).$$

Durch eine analoge Betrachtung erhält man für die 3<sup>te</sup> Oeffnung  $U_1 U_2$

$$\varepsilon_2 = h \cdot \frac{x-a-a_1}{a_2}$$

$$A_2 = (r_2 x + s_2) \frac{2\pi}{\lambda} \equiv h \left( \frac{x}{a_2} - \frac{a+a_1+a_2}{a_2} \right) (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$39c. \quad r_2 = \frac{h}{a_2} (n \cos J_1 - \cos J) \quad s_2 = -h \cdot \frac{a+a_1+a_2}{a_2} (n \cos J_1 - \cos J).$$

Die Werthe aus den Gl. 39a, 39b, 39c sind dann in die Gl. 7, 10, 11, 16, 17 einzusetzen.  
Man erhält zunächst aus Gl. 7:

$$40. \quad \left\{ \begin{array}{l} \varrho = 0 \\ (\mu + r) \frac{a\pi}{\lambda} = \frac{\mu a\pi}{\lambda} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \varrho_1 = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} \\ (\mu + r_1) \frac{a_1\pi}{\lambda} = \frac{\mu a_1\pi}{\lambda} \end{array} \quad \begin{array}{l} \varrho_2 = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} + \mu a_1 \frac{2\pi}{\lambda} - 2H \\ (\mu + r_2) \frac{a_2\pi}{\lambda} = \frac{\mu a_2\pi}{\lambda} + H \end{array}$$

$$40a. \quad \text{wo } H = h(n \cos J_1 - \cos J) \frac{\pi}{\lambda}.$$

Aus Gl. 10 folgt dann, da

$$\alpha = a + a_1 + a_2$$

$$\begin{aligned}
 41. \quad L_1^2 = & b^2 \left( \frac{\sin \frac{r b \pi}{\lambda}}{\frac{r b \pi}{\lambda}} \right)^2 \left\{ K^2 a^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 + K_1^2 a_1^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H} \right)^2 + K_2^2 a_2^2 \left( \frac{\sin \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H} \right)^2 \right. \\
 & + 2 K K_1 a a_1 \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \left( \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H \right)}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} - \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} - H \right) \\
 & + 2 K K_2 a_1 a_2 \frac{\sin \left( \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H \right)}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H} \cdot \frac{\sin \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} - \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} \right) \\
 & \left. + 2 K_1 K_2 a_2 a \frac{\sin \left( \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} - H \right)}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} - H} \cdot \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cos \left( \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H \right) \right\}.
 \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck wäre dann in die Gl. 16 einzusetzen um die Lichtintensität bei einem Gitter von  $p+1$  congruenten Oeffnungsgruppen zu erhalten.



An der Vertheilung der Lichtintensität im Gesichtsfeld wird nichts geändert, wenn man zwischen die untere Fläche  $U_0 U_2$  der Glasplatte und das Auge irgend wo eine planparallele Glasplatte einschaltet. Höchstens könnten alle Stellen des Gesichtsfeldes dadurch um dieselbe Gröfse verschoben erscheinen. Die vorstehende Theorie gilt also auch für den Fall, daß die eingeschaltete planparallele Glasplatte auf der Fläche  $U U_2$  aufliegt, oder daß, wie es in der That bei den Versuchen der Fall ist, die Furchen nicht durch das Glas hindurchgehen.

Kehrt man das Gitter um (durch eine Drehung um die  $x$ -Axe), so daß das Licht in umgekehrter Richtung vom Glas her auf die Furchen auftrifft, so hat man eine ähnliche Betrachtung, wie sie eben für die Fläche  $U_0 U_2$  angestellt wurde, für die obere Fläche  $O_0 O_2$  der Fig. 2 Taf. I anzustellen, oder es ist

$$42. \quad \begin{cases} K_1 = K \sqrt{\frac{g_1 + h \operatorname{tg} J_1}{g_1 + h \operatorname{tg} J}} & K_1 = K \sqrt{\frac{g_2 - h \operatorname{tg} J_1}{g_2 - h \operatorname{tg} J}} \\ a_1 = g_1 + h \operatorname{tg} J & a_2 = g_2 - h \operatorname{tg} J, \end{cases}$$

während alles andere in den Gleichungen 39  $a$ , 39  $b$ , 39  $c$ , 40, 41 ungeändert bleibt. Obwohl die Werthe von  $K_1 a_1$  und  $K_2 a_2$  ungeändert bleiben, so erhalten doch  $a_1$  und  $a_2$  andere Werthe, je nachdem das Licht von Luft her oder von Glas her auf die Furchen auftrifft, sobald die Winkel  $J$  und  $J_1$  nicht 0 sind.

Der Ausdruck 41 hat verschiedene Werthe, je nachdem  $\mu$  positiv oder negativ ist, d. h. die Lichtintensität ist nicht zu beiden Seiten des centralen Flammenbildes symmetrisch im Gesichtsfeld vertheilt, wenn man durch das Gitter nach einer Lichtflamme blickt. Da  $H$  ebenso wie  $a_1$  und  $a_2$  sich mit dem Einfallswinkel ändern, so ändert sich auch die Vertheilung der Lichtintensität mit der Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen.

Alle diese Schlüsse werden durch den Versuch bestätigt, wie sich aus der folgenden Zusammenstellung ergibt, in welcher für eine Reihe von Furchengittern die Lichtinten-

sität angegeben ist, wenn man von Glas oder von Luft her durch die Furchen nach einer Natronflamme blickte. Die Intensität des  $q^{\text{ten}}$  Flammenbildes  $2^{\text{ter}}$  Klasse (§. 148) rechts oder links von dem centralen oder direct gesehenen Flammenbild ist dabei durch den unteren Index  $+q$  oder  $-q$  und den Buchstaben  $F$  bezeichnet. Ein einfacher Stern  $*$  bedeutet, daß die Intensität desselben „matt,“ ein doppelter, daß sie „sehr matt“ war. Die  $2^{\text{te}}$  Columnne enthält den Winkel  $J$ , unter welchem die einfallenden Strahlen gegen die Normale der ungeritzten Glasfläche geneigt waren.

Die Gitter wurden um die  $x$ -Axe gedreht. Bei den Gittern Nobert IV, V, II, III war für  $J=0$  die Lichtintensität zu beiden Seiten des centralen Flammenbildes symmetrisch vertheilt, oder also  $g_1 = g_2$ . Bei Nobert IX, VIII und I zeigten sich für  $J=0$  links und rechts vom centralen Flammenbild kleine Verschiedenheiten, die sich beim Umkehren des Gitters vertauschten.

## CVII.

| Furchen-<br>gitter | $J$            | Geritzte Fläche dem Licht              |   |
|--------------------|----------------|--|---|
|                    |                | zugewandt                              | abgewandt                               |
| Nobert IX          | $67^\circ 26'$ | $F_2''$                                | $F_2 = F_3 = F_4 \text{ etc.}$          |
| „ VIII             | „              | $F_4'' \quad F_9'$                     | $F_2''$                                 |
| „ „                | „              | $F_{-4}'' \quad F_{-12} \quad F_{-23}$ | $(F_{-10}) \quad F_{-11} \quad F_{-17}$ |
| „ IV               | $51 \quad 57$  | $F_5 > F_6 < F_7$                      | $F_5 < F_6 > F_7$                       |
| „ I                | 40             | $F_4 = F_5 < F_6$                      | $F_4 > F_5 < F_6$                       |
| „ „                | $55 \quad 52$  | $F_4 = F_5 = F_6$                      | $F_4 > F_5 < F_6$                       |
| „ II               | $34 \quad 30$  | $F_{-5} = F_{-6} = F_{-7}$             | $F_{-5} = F_{-6} < F_{-7}$              |
| „ V                | $64 \quad 50$  | $F_{-6} = F_{-5} = F_{-4}$             | $F_{-6} < F_{-5} < F_{-4}$              |
| „ III              | 39             | $F_{-3} < F_{-3}$                      |   |

Die Argumente der sinus und cosinus in dem Ausdruck 41 nehmen entgegengesetzte Werthe an, wenn  $\mu$  und  $h$

gleichzeitig ihr Vorzeichen ändern. Der ganze Werth für  $L_1^3$  bleibt dann ungeändert, d. h. Gitter mit Furchen auf planparallelen durchsichtigen Platten zeigen für positive Beugungswinkel oder rechts vom centralen Flammenbild dieselbe Lichtintensität, wie symmetrisch gestaltete Gitter für negative Beugungswinkel, links vom centralen Flammenbild, welche statt der Furchen symmetrisch gestaltete Erhöhungen oder Hügel haben. Analog entsprechen sich die linke Seite des Gesichtsfeldes für Furchengitter und die rechte Seite des Gesichtsfeldes für symmetrisch gestaltete Hügelgitter.

Bestreicht man ein horizontal gelegtes gefurchtes Glasgitter oder den galvanoplastischen Abdruck des Glasgitters (vergl. unten §. 156) mit Collodium, so erhält man beim Abziehen der angetrockneten Collodiumhaut symmetrisch gestaltete Hügel oder Furchengitter, welche in der That die eben beschriebene Eigenthümlichkeit zeigen.

#### §. 154.

Für den Fall, daß das Licht senkrecht auf ein Furchengitter auffällt, und daß

$$a_1 = a_2 \quad K_1 = K_2$$

ist, muß die Lichtintensität zu beiden Seiten des centralen Bildes symmetrisch im Gesichtsfeld vertheilt erscheinen. Für das  $q^{\text{te}}$  Maximum 2<sup>ter</sup> Klasse zur rechten und linken, unterscheiden sich die betreffenden Werthe von  $\frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}$  immer um  $2\pi$ , und der Ausdruck 41 nimmt für gleiche und entgegengesetzte Werthe von  $\mu$  an diesen den Maximis 2<sup>ter</sup> Klasse entsprechenden Stellen des Gesichtsfeldes denselben Werth an.

Selbst wenn  $g_1 = g_2$  ist, genügen schon kleine Verschiedenheiten in den Werthen von  $K_1$  und  $K_2$  (die also alle Mal auftreten, wenn die Strahlen nicht senkrecht auf die Gitterebene auffallen) Verschiedenheiten in der rechten und linken Seite des Gesichtsfeldes hervortreten zu lassen.

Für die Mitte des Gesichtsfeldes wird

$$\mu = 0 \quad \nu = 0$$

und der Ausdruck 41 nimmt die Form an:

$$L_{00}^2 = K^2 a^2 b^2 \left\{ 1 + \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a} \frac{\sin 2H}{H} + \left( \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a} \right)^2 \left( \frac{\sin H}{H} \right)^2 \right\}$$

oder

$$44. \quad u = \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a}$$

gesetzt:

$$45. \quad L_{00}^2 = K^2 a^2 b^2 \left\{ 1 + u \frac{\sin 2H}{H} + u^2 \left( \frac{\sin H}{H} \right)^2 \right\}.$$

Um die Werthe von  $H$  zu erhalten, für welche  $L_{00}^2$  ein Maximum wird, hat man den Differentialquotienten des Ausdrucks 45 nach  $H=0$  zu setzen. Dies führt auf die Gleichung

$$46. \quad u = \frac{H \sin 2H - 2H^2 \cos 2H}{H \sin 2H + \cos 2H - 1}.$$

Je nach der Beschaffenheit von  $u$  werden verschiedene Werthe von  $H$  den Ausdruck  $L_{00}^2$  zu einem Maximum oder Minimum machen.

Um diese Werthe von  $H$ , die einem bestimmten Werthe von  $u$  entsprechen, übersehen zu können, habe ich für eine Reihe von Werthen des Arguments  $H$  nach Gl. 46 die zugehörigen Werthe von  $u$  berechnet. Die Rechnung wird dadurch erleichtert, daß die Wurzeln der Gl.

$$\operatorname{tg} 2H = H \quad u = 0$$

und die Wurzeln der Gl.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} H &= H \\ \sin H &= 0 \quad u = \infty \end{aligned}$$

werden lassen; welche Wurzeln aus der Theorie der Beugung des Lichtes durch eine enge Spalte<sup>1)</sup> bekannt sind:

1) Schwerd, die Beugungserscheinungen. Mannheim 1835. 4°. Tabelle I, §. 55.

Knochenhauer, die Undulationstheorie des Lichtes, Berlin 1839. 4°. S. 14.

Verdet, *Oeuvres* V, p. 266. 1869.

Trägt man die in der folgenden Tabelle CVII enthaltenen Werthe von  $H$  als Abscissen, die zugehörigen Werthe von  $u$  als Ordinaten auf, so erhält man die Curve Fig. 5 Taf. I.

| $\frac{H}{\pi}$ | $u$          | $\frac{H}{\pi}$ | $u$          | $\frac{H}{\pi}$ | $u$          | $\frac{H}{\pi}$ | $u$          |
|-----------------|--------------|-----------------|--------------|-----------------|--------------|-----------------|--------------|
| 0               | -4           | 1               | $\pm \infty$ | 2               | $\pm \infty$ | 3               | $\pm \infty$ |
| 0,1             | -3,968       | 1,1             | -9,397       | 2,1             | -18,05       | 3,1             | -26,74       |
| 0,125           | -3,920       |                 |              |                 |              |                 |              |
| 0,2             | -3,786       | 1,2             | -1,795       | 2,2             | -3,902       | 3,2             | -5,964       |
|                 |              | 1,229           | 0            | 2,238           | 0            | 3,242           | 0            |
| 0,25            | -3,660       | 1,25            | 1,342        | 2,25            | 1,165        |                 |              |
| 0,3             | -3,502       | 1,3             | 5,511        | 2,3             | 8,578        | 3,3             | 8,921        |
| 0,4             | -3,077       | 1,4             | 44,09        | 2,4             | 36,76        | 3,4             | 42,72        |
|                 |              | 1,430           | $\pm \infty$ | 2,459           | $\pm \infty$ | 3,470           | $\pm \infty$ |
| 0,5             | -2,467       | 1,5             | -22,21       | 2,5             | -61,68       |                 |              |
| 0,6             | -1,591       | 1,6             | -7,963       | 2,6             | -15,61       | 3,6             | -23,69       |
| 0,7             | -0,264       | 1,7             | -1,965       | 2,7             | -3,882       | 3,7             | -5,862       |
| 0,715           | 0            | 1,735           | 0            | 2,741           | 0            | 3,743           | 0            |
| 0,75            | 0,846        | 1,75            | 0,846        | 2,75            | 0,896        |                 |              |
| 0,8             | 2,043        | 1,8             | 4,142        | 2,8             | 6,348        | 3,8             | 8,258        |
| 0,9             | 7,874        | 1,9             | 16,53        | 2,9             | 25,18        | 3,9             | 33,83        |
| 1               | $\pm \infty$ | 2               | $\pm \infty$ | 3               | $\pm \infty$ | 4               | $\pm \infty$ |

Sobald der Werth  $u$  durch mikroskopische Messungen oder anderweitig bekannt ist, so lassen sich die zugehörigen Abscissen oder Werthe von  $H$  als Vielfache von  $\pi$  aus der Curve entnehmen, welche die Lichtintensität zu einem Maximum oder Minimum machen.

Aus dem Verlauf der Curven ergibt sich, daß je größer der Werth von  $H$  ist, um so mehr nähern sich einander die verschiedenen Werthen von  $u$  entsprechenden Größen  $H$ .

Setzt man  $Ka = K_1 a_1$ , so ist  $u = \frac{a}{a_1} - 1$  aus der Tabelle CII zu entnehmen, und schwankt zwischen  $+0,2$  und  $+1,2$ .

Nahezu fallen

die Maxima auf  $\pm H = 0 \quad \frac{5\pi}{4} \quad \frac{9\pi}{4} \quad \frac{13\pi}{4} \dots$

die Minima auf  $\pm H = \frac{3\pi}{4} \quad \frac{7\pi}{4} \quad \frac{11\pi}{4} \dots$

welchen Werth auch  $u$  haben mag.

Um den Verlauf der Lichtintensität des centralen Bildes bei verschiedenen Werthen von  $H$  besser übersehen zu können, habe ich für die Werthe

$$u = 0,5 \quad u = 1 \quad u = 1,5$$

welche etwa die bei den Versuchen vorkommenden Fälle umfassen, die Lichtintensität  $L^2$  des centralen Bildes nach Gl. 45, soweit sie durch den Ausdruck in der Klammer bestimmt ist (also abgesehen von dem Factor  $K^2 a^2 b^2$ ) berechnet. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle CIX zusammengestellt und in Fig. 6, Taf. I die Lichtintensitäten  $L_{00}^2$  als Ordinaten zu den Werthen von  $H$  als Abscissen aufgetragen.

### CIX.

Lichtintensität des centralen Bildes für Furchengitter.

| $\frac{H}{\pi}$ | $L^2$     |         |           |
|-----------------|-----------|---------|-----------|
|                 | $u = 0,5$ | $u = 1$ | $u = 1,5$ |
| 0               | 2,25      | 4       | 6,25      |
| 0,1             | 2,177     | 3,838   | 5,984     |
| 0,2             | 1,976     | 3,389   | 5,240     |
| 0,3             | 1,689     | 2,746   | 4,171     |
| 0,4             | 1,377     | 2,041   | 2,990     |
| 0,5             | 1,101     | 1,406   | 1,913     |
| 0,6             | 0,908     | 0,943   | 1,105     |
| 0,7             | 0,818     | 0,703   | 0,656     |
| 0,75            | 0,810     | 0,666   | 0,566     |
| 0,8             | 0,824     | 0,676   | 0,556     |
| 0,9             | 0,899     | 0,804   | 0,715     |
| 1               | 1         | 1       | 1         |
| 1,1             | 1,082     | 1,178   | 1,258     |
| 1,2             | 1,132     | 1,277   | 1,433     |
| 1,25            | 1,135     | 1,287   | 1,455     |
| 1,3             | 1,126     | 1,272   | 1,437     |
| 1,4             | 1,078     | 1,180   | 1,303     |
| 1,5             | 1,011     | 1,045   | 1,101     |
| 1,6             | 0,950     | 0,919   | 0,905     |

| $\frac{H}{\pi}$ | $L$       |         |           |
|-----------------|-----------|---------|-----------|
|                 | $u = 0,5$ | $u = 1$ | $u = 1,5$ |
| 1,7             | 0,917     | 0,845   | 0,784     |
| 1,75            | 0,913     | 0,835   | 0,764     |
| 1,8             | 0,919     | 0,843   | 0,772     |
| 1,9             | 0,951     | 0,904   | 0,859     |
| 2               | 1         | 1       | 1         |
| 2,25            | 1,073     | 1,151   | 1,235     |
| 2,5             | 1,004     | 1,016   | 1,036     |
| 2,75            | 0,944     | 0,891   | 0,842     |
| 3               | 1         | 1       | 1         |
| 3,25            | 1,050     | 1,103   | 1,158     |
| 3,5             | 1,002     | 1,008   | 1,019     |
| 3,75            | 0,959     | 0,919   | 0,881     |
| 4               | 1         | 1       | 1         |
| 4,25            | 1,038     | 1,078   | 1,119     |
| 4,5             | 1,001     | 1,005   | 1,011     |
| 4,75            | 0,967     | 0,935   | 0,904     |
| 5               | 1         | 1       | 1         |
| 5,25            | 1,031     | 1,062   | 1,095     |
| 5,5             | 1,001     | 1,003   | 1,007     |
| 5,75            | 0,973     | 0,946   | 0,920     |
| 6               | 1         | 1       | 1         |
| 6,25            | 1,026     | 1,052   | 1,079     |

Auffallend ist, dafs wenn  $H$  um  $\frac{\pi}{2}$  wächst, das Maximum der Lichtintensität in ein Minimum übergeht, während sonst gewöhnlich erst bei dem doppelten Werthe  $\pi$  dies eintritt.

Da die Werthe von  $H$  von dem Verhältnifs der Furchentiefe  $h$  zu der Wellenlänge des Lichtes abhängen, in ähnlicher Weise, wie die Lichtintensität des von einer dünnen Lamelle reflectirten oder durchgelassenen Lichtes von dem Verhältnifs der Lamellendicke und der Wellenlänge des Lichtes abhängt, so werden auch für den vorliegenden Fall ähnliche Interferenzfarben auftreten, wie bei den Newton'schen Farbenringen. Eine genaue Uebereinstimmung findet nicht statt, da das  $H = 0$  entsprechende Maximum in das erste Minimum übergeht, wenn  $H$  um  $\frac{3}{4}\pi$  wächst, während sonst eine Zunahme um  $\frac{\pi}{2}$  diese Aenderung herbeiführt.

Betrachtet man eine weisse Lichtflamme oder Papierfläche durch ein Furchengitter, so wird das centrale Bild gefärbt erscheinen und eine Interferenzfarbe von um so

höherer Ordnung zeigen, je größer  $H$ , je tiefer die Furche unter fast gleichen Umständen ist. Mit der Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen wird die Farbe in eine solche höherer Ordnung übergehen, da  $H$  mit wachsendem  $J$  zunimmt. Das letztere ergibt sich sofort, wenn man beachtet, daß  $H$  durch die Gl. 40 a gegeben war,

$$H = (n \cos J_1 - \cos J) h \frac{\pi}{\lambda}$$

und die Größe in der Klammer für Glas vom Brechungs-exponenten  $\frac{3}{2}$  für verschiedene  $J$  folgende Werthe annimmt.

$$\begin{array}{cccccc} J = 0^\circ & 20^\circ & 40^\circ & 60^\circ & 90^\circ \\ n \cos J_1 - \cos J = 0,5 & 0,530 & 0,689 & 0,724 & 1,118. \end{array}$$

Bei einer Drehung des Gitters um eine andere Axe, als die zur Furchenrichtung normal stehende  $x$ -Axe, würde außerdem noch die Aenderung von  $u$  zu berücksichtigen seyn.

Die besprochene Färbung des centralen Bildes bei Furchengittern im durchgehenden Licht ist wegen der großen Menge weißen Lichtes, das dem gefärbten beigemengt ist, nur schwierig oder in besonders günstigen Fällen wahrzunehmen. Am leichtesten erkennt man sie, wenn man in ein dunkles Zimmer Sonnenlicht durch einen mehrere Millimeter breiten Spalt auf das Gitter fallen läßt, und das Licht 300 bis 1000<sup>mm</sup> hinter dem Gitter auf einem weißen Schirm auffängt. Nach der Angabe des Hrn. Mechanicus Nobert in Barth sind bei den von ihm mit bekannter Vollkommenheit gefertigten Furchengittern, die ich vorzugsweise benutzt habe, die Furchen in planparallele Glasplatten mit einem keilförmigen Diamanten geritzt, dessen ebene Flächen bei gleicher Neigung gegen die Fläche des Planglases, etwa einen Winkel von 95° mit einander einschließen. Der Querschnitt einer Furche ist dann ein gleichschenkliges Dreieck von der Höhe  $h$  und einem Winkel von etwa 95° an der Spitze bei  $U_1$  (Fig. 2, Taf. I). Da durch mikroskopische Messungen (vgl. §. 149, Tab. CII) das Verhältniß  $v = \frac{a}{a}$  des Abstandes  $a$  zweier



benachbarter Furchen zu der Breite  $a$  eines Glasstreifens zwischen 2 Furchen bekannt ist, so folgt die Furchentiefe in Wellenlängen gemessen aus der Gl.

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{a}{2\lambda} \left(1 - \frac{1}{v}\right) \tan g. 42^{\circ} 30'$$

$$\frac{g_1 + g_2}{a} = u = v - 1.$$

Nach diesen Gleichungen sind aus den Angaben der Tabelle CII §. 149 das Verhältniß  $u$  der geritzten und ungeritzten Gitterfläche, sowie die Furchentiefe  $h$  gemessen in Wellenlängen von Natriumlicht in Luft, für die folgende Zusammenstellung berechnet. Die vorletzte Spalte giebt die Farbe, welche das centrale Bild im durchgehenden Licht zeigte, wenn man durch Neigung des Gitters  $J$  von  $0^{\circ}$  bis etwa  $70^{\circ}$  wachsen liefs. Die Farbe war merklich dieselbe, mochte man das Gitter um die  $x$ - oder  $y$ -Axe drehen. Die letzte Spalte giebt in Millionentheilen eines Millimeters die Wellenlänge des Lichtes, für welche die Gl. 45 bei der betreffenden Furche ein Maximum oder Minimum erwarten läßt.

Bei den Versuchen No. 12 bis 14 war die Messingplatte (vgl. 149) mit einem Planglase bedeckt, und der Zwischenraum zwischen diesem und der geritzten Fläche des Gitters mit Wasser oder wässrigem Alkohol gefüllt.

Die Farbe des centralen Bildes muß nahezu unabhängig vom Furchenabstand und bei derselben Furchentiefe dieselbe seyn, nahezu unabhängig von  $u$ . Die Gitter No. VIII und IX unterscheiden sich nur durch den Furchenabstand, nicht durch die Furchentiefe, da das erstere unmittelbar hinter dem letzteren mit demselben Diamanten getheilt wurde. In der That sind auch die Färbungen bei beiden Gittern dieselben; die Färbung um so matter, je kleiner  $u$ .

Bei zu großer oder zu kleiner Furchentiefe sind die Farben sehr matt, oder fehlen ganz. Im ersten Falle treten sie auf, wenn man die Furchen mit einer Substanz von nahe demselben Brechungsexponenten, wie Glas, füllt, und dadurch die Gröfse  $H$ , der Gl. 40a kleiner macht.

(Folgt Tabelle CX.)

Bei dem Gitter Nobert IV hat der Diamant an einer Stelle tiefere Furchen geschnitten, als an den anderen, weil das Glas an jener Stelle etwas weicher war. Man sieht dann gekrümmte Farbstreifen oder Ringe im durchgehenden Licht, welche beim Neigen des Gitters mit wachsendem  $J$  sich vergrößern, d. h. nach kleineren Furchentiefen hinrücken, in Uebereinstimmung mit der Theorie, da  $H$  mit wachsendem  $J$  zunimmt.

Bei reflectirtem Licht werden diese Ringe im Gegentheil mit wachsendem  $J$  kleiner, wie ich später zeigen werde, ebenfalls in Uebereinstimmung mit der Theorie.

Da es keine genügende Methode giebt, die Mischfarbe verschiedener Farben von verschiedener Intensität zu bestimmen, so habe ich darauf verzichtet, aus den Angaben der letzten Spalte der vorstehenden Tabelle die Mischfarbe zu berechnen. Die Uebereinstimmung von Theorie und Versuch scheint besonders bei den Beobachtungen No. 4 bis 7 mangelhaft. Bei der Schwierigkeit die absolute GröÙe der Furchentiefe mit mikroskopischen Messungen genau zu bestimmen, und dem großen Einfluß, den selbst geringe Verunreinigungen am Boden der Furche auf die Farbe haben müssen, kann dies nicht überraschen. Der gesammte Verlauf der Erscheinungen beim Neigen der Gitter oder bei Aenderung der Substanz in den Furchen stimmt dagegen vollkommen mit der Theorie überein.

#### §. 155.

Was die Aenderung  $\varphi$  der Phase bei dem Durchgang durch ein Furchengitter betrifft, so ist sie durch die Gll. 11, 17, 38, 39, 40 unmittelbar gegeben. Man hat für eine oder beliebig viele congruente Oeffnungsgruppen nebeneinander.

ner  
en,  
lan  
ch-  
ch-  
en-  
da

en-  
gen  
.   
rbe  
be-  
ben  
ch-  
orie  
gen  
oso-  
un-  
den  
auf  
nen.  
gen  
ur-  
ein.

ang  
die  
für  
ne-

| No. | Bengung<br>in Luft: |     |
|-----|---------------------|-----|
| 1   | Grob.               | (0, |
| 2   | Nobert IX           | 0,  |
| 3   | „ VIII              | 0,  |
| 4   | „ IV                | (2, |
| 5   | „ „                 | 1,  |
| 6   | Oertling            | 0,  |
| 7   | Albert              | 0,  |
| 8   | Nobert I            | 0,  |
| 9   | „ II                | 0,  |
| 10  | „ V                 | 0,  |
| 11  | „ III               | 0,  |
|     | in Wasser:          |     |
| 12  | Grob.               | (0, |
| 13  | Nobert IX           | 0,  |
| 14  | „ IV                | 2,  |
| 15  | „ I                 | 0,  |
| 16  | „ II                | 0,  |

## CX.

Farbe des centralen Bildes. Durchgehendes Licht.  
Furchengitter.

| Biegung<br>in Luft: | $u$     | $h$               | $J = 0,$  | $J$ wächst bis | $J = 70^\circ$ | M               |
|---------------------|---------|-------------------|---|----------------|----------------|-----------------|
| Grob.               | (0,532) | $\lambda$<br>9,94 | röthl. Braun, grau Grün,                                  |                | matt Braun     |                 |
| Robert IX           | 0,745   | 4,987             | bläul. Weifs, grünl. W., Gelb, Braun, röthl. Braun, Viol. |                |                | Max. II: 656; M |
| " VIII              | 0,270   | 4,961             | wie IX aber matter  |                |                | " 651           |
| " IV                | (2,085) | 3,955             | Braun bräunl. Viol.                                       |                | Blau           | " 520           |
| " "                 | 1,176   | 3,164             | gelbl. Weifs  |                | Braun          | Min. II: 532;   |
| Dertling            | 0,234   | 3,326             | gelbl. Weifs, Braun, viol. Braun,                         |                | (Blaugrün)     | " 561           |
| Albert              | 0,110   | 1,998             | röthl. Weifs, röthl. Braun                                |                | grünl. Blau    | Max. I: 475     |
| Robert I            | 0,445   | 1,802             | Grauweifs   |                |                | " 428           |
| " II                | 0,458   | 1,104             | Weifs   |                | Hellbraun      | Min. I: 437     |
| " V                 | 0,403   | 1,018             | Weifs   |                | Hellbraun      | " 403           |
| " III               | 0,615   | 0,743             | Weifs   |                | Weifs          | " 294           |
| n Wasser:           |         |                   |   |                |                |                 |
| Grob.               | (0,532) | $\lambda$<br>9,94 | Grüngrau  |                |                | Min. II: 560; M |
| Robert IX           | 0,745   | 4,987             | gelbl. Weifs  |                |                | Min. I: 658; M  |
| " IV                | 2,085   | 3,955             | Weifs (grünl.)  |                | Hellbraun      | Min. I: 522; M  |
| " I                 | 0,445   | 1,802             | bläul. Weifs  |                |                |                 |
| " II                | 0,458   | 1,104             | Weifs   |                |                |                 |

# CX.

n Bildes. Durchgehendes Licht.  
Furchengitter.

| wächst bis                         | $J = 70^\circ$ | Maxima berech               |
|------------------------------------|----------------|-----------------------------|
| n,                                 | matt Braun     |                             |
| , Gelb, Braun, röthl. Braun, Viol. |                | Max. II: 656; Min. III: 535 |
| matter                             |                | " 651 532                   |
| Viol.                              | Blau           | " 520 424                   |
|                                    | Braun          | Min. II: 532; Max. II: 416  |
| viol. Braun,                       | (Blaugrün)     | " 561 " 437                 |
| un                                 | grünl. Blau    | Max. I: 475                 |
|                                    |                | " 428                       |
|                                    | Hellbraun      | Min. I: 437                 |
|                                    | Hellbraun      | " 403                       |
|                                    | Weiß           | " 294                       |
|                                    |                | Min. II: 560; Max. II: 436  |
|                                    |                | Min. I: 658; Max. II: 395   |
|                                    | Hellbraun      | Min. I: 522; Max. I: 313    |

Maxima berechnet

---

; Min. III: 535; Max. III: 453

532 451

424 359

; Max. II: 416;

" 437

; Max. II; 436

; Max. II; 395

; Max. I; 313





46.  $\operatorname{tg} \varphi =$

$$\frac{K a \frac{\sin A}{A} \sin(A+B) + K_1 a_1 \frac{\sin(A_1 - H)}{A_1 - H} \sin(2A + A_1 - H + B) + K_2 a_2 \frac{\sin(A_2 + H)}{A_2 + H} \sin(2A + 2A_1 - H + A_2 + B)}{K a \frac{\sin A}{A} \cos(A+B) + K_1 a_1 \frac{\sin(A_1 - H)}{A_1 - H} \cos(2A + A_1 - H + B) + K_2 a_2 \frac{\sin(A_2 + H)}{A_2 + H} \cos(2A + 2A_1 - H + A_2 + B)}$$

wo

$$A = \frac{\mu a \pi}{\lambda} \quad A_1 = \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} \quad A_2 = \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} \quad B = \frac{\nu b \pi}{\lambda}.$$

Für die normal hindurchgegangenen Strahlen, dem centralen Bilde entsprechend, ist

$$\mu = 0 \quad \nu = 0 \quad A = A_1 = A_2 = B = 0$$

und die Gl. 46 giebt, wenn man

$$47. \quad \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a} = u$$

setzt

$$48. \quad -\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{1 - \cos 2H}{2 \frac{H}{u} + \sin 2H}$$

$\operatorname{tg} \varphi_0$  ändert mit  $H$  oder  $h$  (vgl. Gl. 40a) sein Zeichen, hat also für Furchengitter den entgegengesetzten Werth wie für Hügeltgitter. Bei einem Furchengitter ist  $\varphi_0$  negativ, wird die Phase beschleunigt.

Man hat

$$-\operatorname{tg} \varphi_0 = 0 \text{ für } H = 0 \quad \pi \quad 2\pi \dots$$

$$-\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{u}{H} \text{ für } H = \frac{\pi}{2} \quad \frac{3\pi}{2} \quad \frac{5\pi}{2} \dots$$

In der folgenden Tabelle sind die Werthe von  $-\operatorname{tg} \varphi_0$  zusammengestellt, wenn  $u$  die Werthe annimmt.

$$u = \frac{1}{2} \quad u = 1 \quad u = \frac{3}{2}.$$

Die in der letzten Spalte enthaltenen Werthe von  $\varphi_0$  können sich um ganze Vielfache von  $\pm \pi$  von den angegebenen unterscheiden.

## CXI.

| $\frac{H}{\pi}$ | $-\operatorname{tg} \varphi_0$ |         |           | $-\varphi_0$ |         |           |
|-----------------|--------------------------------|---------|-----------|--------------|---------|-----------|
|                 | $u = 0,5$                      | $u = 1$ | $u = 1,5$ | $u = 0,5$    | $u = 1$ | $u = 0,5$ |
| 0               | 0                              | 0       | 0         | 0°           | 0°      | 0°        |
| 0,25            | 0,241                          | 0,389   | 0,488     | 14           | 21      | 26        |
| 0,5             | 0,318                          | 0,637   | 0,955     | 17           | 33      | 44        |
| 0,75            | 0,119                          | 0,269   | 0,467     | 6            | 15      | 25        |
| 1               | 0                              | 0       | 0         | 0            | 0       | 0         |
| 1,25            | 0,060                          | 0,113   | 0,160     | 3            | 7       | 10        |
| 1,5             | 0,106                          | 0,213   | 0,319     | 6            | 12      | 17        |
| 1,75            | 0,047                          | 0,100   | 0,158     | 3            | 5       | 9         |
| 2               | 0                              | 0       | 0         | 0            | 0       | 0         |
| 2,25            | 0,034                          | 0,061   | 0,096     | 2            | 4       | 6         |
| 2,5             | 0,064                          | 0,127   | 0,191     | 4            | 7       | 11        |
| 2,75            | 0,030                          | 0,061   | 0,095     | 2            | 4       | 6         |
| 3               | 0                              | 0       | 0         | 0            | 0       | 0         |
| 3,25            | 0,024                          | 0,047   | 0,068     | 1            | 3       | 4         |
| 3,5             | 0,045                          | 0,091   | 0,136     | 3            | 5       | 8         |
| 3,75            | 0,022                          | 0,044   | 0,068     | 1            | 3       | 4         |
| 4               | 0                              | 0       | 0         | 0            | 0       | 0         |
| 4,25            | 0,018                          | 0,036   | 0,053     | 1            | 2       | 3         |
| 4,5             | 0,035                          | 0,071   | 0,106     | 2            | 5       | 6         |
| 4,75            | 0,017                          | 0,035   | 0,053     | 1            | 2       | 3         |
| 5               | 0                              | 0       | 0         | 0            | 0       | 0         |

Die Werthe von  $\operatorname{tg} \varphi_0$  und  $\varphi_0$  sind um so kleiner je größer  $H$  ist, und im allgemeinen überhaupt so klein, daß sie kaum in dem günstigsten Falle ( $u = \frac{3}{2}$   $H = \frac{\pi}{2}$ ) den Werth  $\frac{\pi}{8}$ , entsprechend  $0^{\lambda},062$ , erreichen.

In der That habe ich auch bei dem Einschalten von Furchengittern in den §. 80 beschriebenen Interferenzapparat, wenn das eine der interferirenden Strahlenbündel durch den gefurchten, das andere durch den ungefurchten Theil des Planglases ging, auf welchem das Gitter angebracht war, keine Verschiebung der Interferenzstreifen wahrnehmen können. Ich habe in dieser Beziehung die Gitter Nobert I, II, III, IV und V untersucht.

#### Reflectirtes Licht.

##### §. 156.

Bisher ist stets das durch ein Gitter hindurchgegangene Licht betrachtet worden.

Man kann jedoch auch das Licht von einem Gitter reflectiren lassen, und dann erhält man dieselben Erscheinungen, wie für durchgehendes Licht, sobald man als leuchtenden Punct das Spiegelbild der Lichtquelle in der Gitterebene ansieht.

Die im Vorstehenden gegebenen Betrachtungen lassen sich ebenso wie die gegebenen Formeln direct auf reflectirtes Licht übertragen, indem man das Reflexionsgesetz als besonderen Fall des Brechungsgesetzes auffasst und den Brechungsexponenten

$$n = -1$$

$$\text{also } J_1 = -J$$

setzt.

Das reflectirte Licht hat vor dem durchgehenden den Vorzug, daß die in der Theorie gemachten Voraussetzungen sich viel strenger als für dieses bei den Versuchen erfüllen lassen, die Theorie der Beugung sich also weit vollkommener durch Versuche über das von Gittern reflectirte Licht controlliren läßt, als bei dem durchgehenden Licht.

Mit Ausnahme der Drahtgitter No. 20 bis 22 habe ich bei allen in §. 149 Tab. CII aufgeführten Gittern Versuche mit reflectirtem Licht angestellt. Die mit dem Diamanten in Glas geschnittenen Furchengitter wurden bei den Versuchen über reflectirtes Licht gewöhnlich mit einer äußerst dünnen Silberschicht belegt nach dem Martin'schen Ver-

fahren (§. 47), und wirkten dann wie ein in eine polirte Silberplatte mit dem Diamanten geschnittenes Furchengitter. Die Beugung fand ganz und gar in ein und derselben Substanz statt. Indem man den von der rechteckförmig ausgeschnittenen Messingplatte (§. 149) dem aufgelegten Planparallelglas und dem versilberten Furchengitter eingeschlossenen Hohlraum mit Luft, Wasser, Alkohol, Terpentinöl etc. füllte, konnte man die Beugung bei demselben Gitter, ohne an dem Abstand und den Dimensionen der Furchen etwas zu ändern, in Substanzen von dem verschiedensten Brechungssexponenten stattfinden lassen.

Liefs man das Licht von dem Glase her auf das mit Silber belegte Furchengitter auffallen, so fand die Beugung in Glas an einem Hügelgitter statt, dessen Hügel, wenn man von der durch die verschwindend kleine Dicke der Silberschicht bedingten Verschiedenheit absieht, genau dieselbe Gestalt, wie die Furchen hatten.

Um auch bei Hügelgittern die Beugung in anderen Substanzen als in Glas untersuchen zu können, copirte ich die in Glas geschnittenen Furchengitter durch folgendes galvanoplastische Verfahren.

Das mit Alkohol, Aether und einem feinen leinenen Tuche gereinigte Furchengitter wurde mit ein wenig Olivenöl eingerieben. Durch ein mit wässrigem Alkohol befeuchtetes leinenes Tuch wurde diese Oelschicht dann wieder fortgenommen, bis auf eine dünne Oelhaut von unmerklicher Dicke, die an dem Glase haften bleibt. Legt man das Glas mit der gefurchten Seite nach unten in ein Uhrglas und füllt dies mit Martin'scher Versilberungsflüssigkeit, so setzt sich das Silber nach oben an der gefurchten Glasfläche in einer zusammenhängenden stark glänzenden Schicht ab. Auf die mit destillirtem Wasser abgespülte und getrocknete Silberfläche zu beiden Seiten der Furchen wurden 2 Streifen Spiegelglas von 3<sup>mm</sup> Dicke gelegt und am äußeren Rande mit Colophoniumkitt befestigt. Ein mit Guttapercha überzogener Kupferdraht wurde an beiden Enden von seinem Ueberzuge befreit,

das eine Ende mit dem Hammer auf einem Amboss glatt geschlagen, die blankgefeilte Fläche des Kupfers an die glatte ungfurchte Silberfläche angedrückt und am Rande mit Siegelack oder Colophoniumkitt befestigt. Zwei passend geformte Spiegelglasstreifen vervollständigten den viereckigen 2,5<sup>mm</sup> hohen Glaskasten, dessen Boden von den versilberten Furchen des Glasgitters gebildet wurde. Der Colophoniumkitt wurde mit einem heißen Draht sorgfältig an den Außenrändern der vier Spiegelglasstreifen festgeschmolzen.

Die platinirte Silberplatte einer Smee'schen Kette war leitend mit einer großen Kupferplatte in einem Glasgefäß voll klarer wässriger Kupfervitriollösung verbunden. Von der Zinkplatte der Smee'schen Kette führte ein starker Kupferdraht zu einem horizontalen Metallstab, an welchem das Furchengitter mit dem krumm gebogenen freien Ende des Guttapercha bekleideten Kupferdrahtes aufgehängt wurde, die versilberte Seite der großen Kupferplatte zugewandt in etwa 10<sup>mm</sup> Entfernung von derselben. Die nicht von dem Spiegelglasstreifen bedeckte Silberfläche überzieht sich sofort nach dem Eintauchen mit einem galvanoplastischen Kupferniederschlag, der in 2 bis 3 Tagen, je nach der Temperatur, die passende Dicke von 0,5 bis 2<sup>mm</sup> erreicht. Gitter und Niederschlag werden mit Wasser abgespült, abgetrocknet, der Kitt am Rande der Spiegelglasstreifen mit einem Messer entfernt, und dann die galvanoplastische Kupferplatte abgehoben.

Das Silber löst sich mit dem Kupfer von dem Glase ab, und man erhält ein Hügelgitter mit glänzend spiegelnder Silberoberfläche, dessen Hügel genau die Gestalt der in das Glas geschnittenen Furchen haben, wenn nicht zu viel Oel auf dem Glase war. Bei zu wenig Oel läuft man natürlich Gefahr, daß die Kupferplatte beim Abheben Glas von dem Glasgitter mit herausreißt.

Läßt man das Kupfer auf der mit einer dünnen Oelhaut bekleideten Silberfläche sich absetzen, so löst sich

die Kupferplatte allein ab, und man erhält ein Hügeltgitter aus polirtem Kupfer anstatt aus polirtem Silber.

Bei einiger Uebung gelingt es bald die nöthige Dicke der Oelhaut zu finden, und kann man durch Wiederholung der Operation genau identische Metallgitter von grosser Vollkommenheit herstellen.

Läfst man von einem versilberten Furchen- oder Hügeltgitter direct Sonnenstrahlen nach der weissen Zimmerwand reflectiren, so sieht man eine Reihe glänzender Spectra 2<sup>ter</sup> Klasse, die um so breiter sind, je kleiner der Furchenabstand und von je höherer Ordnung das Spectrum ist. Diese Beugungsspectra reflectirender Metallgitter sind weit lichtstärker als die Beugungsspectra im durchgehenden Licht, und eignen sich um so mehr für Vorlesungsversuche über Beugung, als sich mit ihnen, wie mit einem stark streuenden Glasprisma, die Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspectrum objectiv zeigen lassen.

Die Lichtintensität an einer Stelle des Gesichtsfeldes ist durch die Gl. 16 gegeben, und die Lage des  $q^{\text{ten}}$  Maximums 2<sup>ter</sup> Klasse durch die Gl. 19

$$\sin \gamma, - \sin J = q \frac{\lambda}{a}$$

wo  $J$  und  $\gamma$  die Winkel bezeichnen, die der direct von dem ungeritzten Spiegel reflectirte und der gebeugte Strahl mit der Gitternormale einschliessen,  $a$  den Furchenabstand,  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes in der Substanz über der reflectirenden Gitterfläche. Die Lage des gebeugten Strahles in *Luft* ist wie bei dem durchgehenden Licht allein durch den Abstand der Furchen und die Farbe des einfallenden Lichtes bedingt, dagegen unabhängig von der Gestalt der Furchen und der Substanz, in welcher die Beugung stattfindet, sobald diese Substanz durch eine Glasplatte mit Flächen parallel der Gitterebene begränzt ist.

Ich habe in der That durch zahlreiche Messungen an dem oben §. 149 beschriebenen Goniometer mit Fernrohr und Collimator, dessen Spalt mit Natron oder Sonnenlicht erleuchtet wurde, diese Gleichung bestätigt gefunden, so-

weit irgend die Genauigkeit meiner Instrumente reichte, für Furchen- und Hügelgitter bei Beugung in Luft, Wasser, Alkohol und Terpentinöl; für die in Goldblatt, Silber oder Silbercollodium getheilten Gitter bei Beugung in Luft und Glas.

Die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse (für  $\nu = 0$ ) liegen wieder auf einem Kegelmantel mit der Furchenrichtung als Axe, dessen Oeffnung durch die Lage des direct reflectirten Lichtes bestimmt ist, wie sich leicht mit direct reflectirtem Sonnenlicht zeigen läßt.

### §. 157.

Da ich schon in früheren Aufsätzen (§. 119 bis 120, §. 107, §. 133) mehrfach die Erscheinungen besprochen habe, welche Gitter mit undurchsichtigen Stäben oder Lamellengitter auf Glas im reflectirten Licht zeigen, so werde ich mich hier darauf beschränken, die Erscheinungen an Furchen- oder Hügelgittern zu betrachten, welche von der Gestalt der Furchen oder Hügel abhängen.

Die Gleichungen in §§. 153 bis 155 für das von einem Furchengitter durchgelassene Licht geben sofort auch die Gleichungen für das von einem Furchengitter reflectirte Licht, sobald man den Brechungsexponenten der Substanz, in welche die Furchen eingerissen sind,  $= -1$  setzt. Die Gleichungen 38 und 40 a gehen dann durch

$$n = -1 \quad J_1 = -J$$

über in die folgenden:

$$49. \quad \begin{cases} a_1 = g_1 - h \operatorname{tg} J & a_2 = g_2 + h \operatorname{tg} J \\ K_1 = K \sqrt{\frac{g_1 + h \operatorname{tg} J}{g_1 - h \operatorname{tg} J}} & K_2 = K \sqrt{\frac{g_2 - h \operatorname{tg} J}{g_2 + h \operatorname{tg} J}} \\ 2H = -2h \cdot \cos J \cdot \frac{2\pi}{\lambda}. \end{cases}$$

Setzt man diese Ausdrücke in die Gleichungen 41 und 46 resp. in die Gleichungen 16 und 17 ein, so erhält man die Lichtintensität und die Phasenänderung an einer Stelle des Gesichtsfeldes, wenn man die von einem weit entfernten leuchtenden Punkt ausgehenden Strahlen von einem Furchen- oder Hügelgitter reflectiren läßt. Nach

den Gleichungen 49, 41, 16 ist die Lichtintensität nur dann zu beiden Seiten des centralen Bilde der Lichtquelle ( $\mu = 0$  entsprechend) symmetrisch vertheilt, wenn die Strahlen normal auf die Gitterebene auffallen und  $g_1 = g_2$ , d. h. der Querschnitt der Furche oder des Hügels ein gleichschenkliges Dreieck ist.

Diese Symmetrie hört auf, sobald das Gitter durch Drehung um die parallel der Furchenrichtung liegende  $y$ -Axe gegen die einfallenden Strahlen geneigt wird. Die Vertheilung der Lichtintensität im Gesichtsfelde muß sich bei demselben Gitter und derselben Neigung desselben gegen die einfallenden Strahlen mit der Farbe der angewandten homogenen Lichtquelle und mit der Substanz (Luft, Wasser, Glas etc.) ändern, in welcher die Beugung stattfindet.

Furchen- und Hügelgitter von symmetrischer Gestalt, wie sie das beschriebene galvanoplastische Verfahren liefert, unterscheiden sich nur durch das Vorzeichen der Furchentiefe  $h$  oder des davon abhängigen Ausdrucks  $H$  in Gl. 49. Der Ausdruck  $L_1^2$  in Gl. 41 und der davon abhängige der Lichtintensität in Gl. 16 nehmen nun denselben Werth an, wenn  $\mu$  und  $h$  oder  $H$  gleichzeitig ihr Vorzeichen ändern.

Furchengitter müssen demnach unter sonst ähnlichen Verhältnissen im reflectirten Licht für positive  $\mu$  oder positive Beugungswinkel rechts vom centralen Bilde der Lichtquelle dieselbe Vertheilung der Lichtintensität zeigen, wie Hügelgitter von symmetrischer Gestalt für negative  $\mu$  oder negative Beugungswinkel, links vom centralen Bilde der Lichtquelle, und umgekehrt.

Ein Furchengitter muß also dieselbe Vertheilung der Lichtintensität zeigen wie ein mit ihm galvanoplastisch hergestelltes Hügelgitter, das man, um das reflectirte Licht beobachten zu können, um die Furchenrichtung oder die  $y$ -Axe um  $180^\circ$  gedreht hat.

In der That stimmen alle diese Schlüsse mit der Erscheinung überein. Sollte man eine Verschiedenheit wahr-



nehmen, so kann man sicher seyn, daß durch eine Verunreinigung oder Verletzung der Gitter die Symmetrie der Gestalt der Furchen und Hügel gestört worden ist. Ich habe in dieser Beziehung die Furchengitter Nobert I, II, III, IV, V und zahlreiche galvanoplastische Copien derselben sowohl für Beugung in Luft, als für Beugung in Wasser untersucht.

Für die Mitte des Gesichtsfeldes eines Furchen- oder Hügelgitters ist die Lichtintensität im reflectirten Lichte, wie für das durchgegangene Licht, wieder durch die Gl. 45 gegeben, wo aber jetzt  $u$  und  $H$  die durch die Gl. 44 und 49 bestimmten Werthe haben. Die Maxima und Minima der Lichtintensität des centralen Bildes der Lichtquelle werden, wie dort, nahezu unabhängig von  $u$  seyn und auftreten, sobald

$$\pm H = 2h \cos J \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = 0 \quad \frac{5\pi}{4} \quad \frac{9\pi}{4} \dots (\text{Max.})$$

$$\text{oder} = \quad \frac{3\pi}{4} \quad \frac{7\pi}{4} \quad \frac{11\pi}{4} \dots (\text{Min.})$$

ist. Die genaueren Werthe ergeben sich für  $u = \frac{1}{2}$ , 1 oder  $\frac{2}{3}$  aus den Tabellen CVIII und CIX §. 153.

Der Versuch bestätigte diese Schlüsse.

Läßt man von einem Planglas  $P$  (Fig. 6, Taf. I) weißes Wolkenlicht durch eine verticale, innen geschwärzte Pappröhre  $R$  auf ein horizontales versilbertes Furchengitter  $G$  fallen, und von demselben nach oben reflectiren, so kann man durch das Planglas auf das Gitter blicken und sieht dann das centrale Bild der Röhrenöffnung gefärbt. Die Farbe ist dieselbe bei Furchen- oder Hügelgittern von symmetrischer Gestalt und von um so höherer Ordnung, je tiefer die Furchen, resp. je höher die Hügel sind. Bringt man statt Luft Wasser oder Glas über das Gitter, so erhält man jetzt eine Farbe höherer Ordnung, da die Wellenlänge  $\lambda$  der Ausdrücke 16, 41, 49 im Verhältniß des Brechungsexponenten der aufgetragenen Substanz kleiner geworden ist.

Gitter mit flachen Furchen zeigen im reflectirten Licht Farben, für durchgehendes Licht keine. Bei Gittern mit tiefen Furchen wird im reflectirten Licht die Farbe matt seyn, oder ganz fehlen, während im durchgehenden Licht noch eine Farbe wahrzunehmen ist. Diese Färbung giebt eine sehr bequeme und empfindliche Methode, die Tiefe der Furchen oder Hügel eines Gitters mit einem Blick beurtheilen zu können. So zeigte das Gitter Nobert IV, wie schon oben §. 154 erwähnt wurde, Stellen, wo das Glas weicher war als an den übrigen, und der Diamant tiefer in das Glas eingeschnitten hatte. Man sieht dann in Glas oder Wasser an Stellen mit flachen Furchen dieselbe Färbung, wie in Luft an den Stellen mit tieferen Furchen.

Uebrigens ist diese Methode so empfindlich und wird die Farbe durch fremde Substanzen am Boden so leicht afficirt, daß dasselbe Gitter zu verschiedenen Zeiten, je nach dem Grade der Verunreinigung verschiedene Farbe zeigen kann. Es kann daher nicht auffallen, wenn auch symmetrische Furchen- und Hügelgitter oder gleichgestaltete Gitter, deren Oberfläche aus Glas, Silber oder Kupfer besteht, kleine Verschiedenheiten der Färbung des centralen Bildes zeigen.

In der folgenden Tabelle ist für eine Reihe versilberter Furchengitter bei normal auffallenden und reflectirten Strahlen die Farbe des centralen Bildes gegeben bei Beugung in Luft, wässrigem Alkohol und Glas. Für Reflexion in Glas war das Gitter natürlich ein Hügelgitter. Ein Stern \* bedeutet, daß die Färbung bei symmetrisch gestalteten Hügelgittern dieselbe war, wie bei dem betreffenden Furchengitter. Bei den Gittern Nobert VIII und IX war die Färbung nur matt.

## CXII.

Farbe des centralen Bildes für normal reflectirtes Licht.

| No. | Gitter:           | u     | $\lambda$          | Beugung in            |                  |                  |
|-----|-------------------|-------|--------------------|-----------------------|------------------|------------------|
|     |                   |       |                    | Luft                  | Alkohol          | Glas             |
| 1   | Nobert IX         | 0,745 | $\lambda$<br>4,987 | Braungelb             | röthl. Weiss     | grünl. Gelb      |
| 2   | " VIII            | 0,270 | 4,961              | Braungelb             | orang. Weiss     | grünl. Gelbgrau  |
| 3   | " IV              | 2,085 | 3,955              | grünl. Braun *        | Purpur *         | dunk. Violet     |
| 4   | " "               | —     | —                  | röthl. dunkel Viol. * | Braun *          | Braun            |
| 5   | " "               | 1,176 | 3,164              | Blau *                | Orange *         | Orange           |
| 6   | " "               | —     | —                  | bläul. Violet *       | bräunl. Gelbgrün | grünl. Gelb      |
| 7   | Albert            | 0,110 | 1,998              | bläul. Weiss          | Braungelb *      | Weiss            |
| 8   | Nobert I          | 0,445 | 1,802              | Blaugrau *            | Blaugrau *       | Braungelb        |
| 9   | " II              | 0,458 | 1,104              | Braun *               | Braungelb        | bräunl. Blaugrau |
| 10  | " V               | 0,403 | 1,018              | Blau *                | Braungelb        | grünl. Gelb      |
| 11  | III <sup>20</sup> | 0,615 | 0,743              | viol. Braun *         | bläul. Violet *  | Blau             |

Läfst man durch einen mehrere Millimeter breiten Spalt Sonnenlicht auf ein versilbertes Furchengitter in einem dunklen Zimmer auffallen, und fängt das reflectirte Licht dem centralen Bilde des Spaltes entsprechend einen Meter oder mehr von dem Gitter entfernt mit einem weißen Schirm auf, so erscheint dasselbe ebenfalls gefärbt. Beim Neigen des Gitters gegen die einfallenden Strahlen ändert sich die Farbe in eine solche niederer Ordnung um, oder die Farben rücken zu einer Stelle mit tieferen Furchen. Bei Nobert IV ziehen sich die farbigen Ringe zusammen nach der tiefsten Furchenstelle hin. Die Farbe ist merklich dieselbe, mag man das Gitter um die  $x$ - oder  $y$ -Axe drehen. Sie ist eine andere, und unter ähnlichen Umständen von um so höherer Ordnung, je größer der Brechungsexponent der Substanz über dem Gitter, in welcher die Beugung stattfindet.

Alle diese Erscheinungen sind aus der folgenden Zusammenstellung zu entnehmen, und in Uebereinstimmung mit der Theorie, da  $H$  mit wachsendem Einfallswinkel und wachsender Wellenlänge abnimmt, wie ein Blick auf Gl. 49 lehrt.

Spalt  
einem  
Licht  
Meter  
eissen  
Beim  
ndert  
oder  
chen.  
nmen  
merk-  
-Axe  
Um-  
der  
wel-  
  
Zu-  
nung  
und  
auf

CXIII.

Farbe des centralen Bildes. Reflectirtes Licht.

| No. | Gitter:   | u     | $\lambda$ | Beugung in: | J = 0   | = 45°  | = 70° |
|-----|-----------|-------|-----------|-------------|---|--|-------|
| 1   | Nobert IX | 0,745 | 4,987     | Luft        | Braungelb   | röthl. Weifs, Braun, grünl. Grau, grünl. Gelb, viol. Braun |       |
| 2   | "         | "     | "         | Alkohol     | röthl. Weifs, Braun, grünl. Grau, grünl. Gelb, viol. Braun    |  |       |
| 3   | "         | "     | "         | Glas        | schmutzig Grün  | röthl. Weifs   |       |
| 4   | Nobert IV | 2,085 | 3,955     | Luft        | grünl. Braun Violet   | Grau, viol. Braun  |       |
| 5   | "         | "     | "         | "           | bläul. Weifs  | viol. Blau   |       |
| 6   | "         | 1,176 | 3,164     | "           | grünl. Blau, Blau, viol. Blau, röthl. Viol., Braun, gelbbraun | hell. Blau   |       |
| 7   | "         | "     | "         | "           | Blau  | grünl. Gelb  |       |
| 8   | "         | 2,085 | 3,955     | Wasser      | Braunroth   | Braun, gelbbraun   |       |
| 9   | "         | "     | "         | "           | Orange  | gelbl. Weifs   |       |
| 10  | "         | 1,176 | 3,164     | "           | gelbl. Grün   | Graublau   |       |
| 11  | "         | "     | "         | "           | Violet  | Braunroth Braun  |       |
| 12  | "         | 2,085 | 3,955     | Glas        | Braunroth Braun   | Braungelb  |       |
| 13  | "         | "     | "         | "           | Braun   | Orange Graublau  |       |
| 14  | "         | 1,176 | 3,164     | "           | Orange  |  |       |
| 15  | "         | "     | "         | "           | gelbl. Grün, röthl. Braun                                     | röthl. Braungelb   |       |
| 16  | Albert    | 0,110 | 1,998     | Luft        | Blaugrau Weifs  | Braun röthl. Braun   |       |
| 17  | "         | "     | "         | Glas        | bläul. Weifs  | bläul. Weifs   |       |
| 18  | Nobert I  | 0,445 | 1,802     | Luft        | röthl. Braun  | bläul. Grau  |       |
| 19  | V         | 0,403 | 1,018     | Luft        | grünl. Braun  | Braun, Braungelb, Gelb, gelbl. Weifs                       |       |
| 20  | "         | "     | "         | Wasser      | grünl. Braun  | Braun, Braungelb, Gelb, gelbl. Weifs                       |       |
| 21  | "         | "     | "         | Glas        | grünl. Braun  | Braun, Braungelb, Gelb, gelbl. Weifs                       |       |
| 22  | III       | 0,615 | 0,743     | Luft        | Blaugrau  | Braun  |       |
| 23  | "         | "     | "         | Wasser      | Blau  | Braun  |       |
| 24  | "         | "     | "         | Glas        | Blau  | Braun  |       |

Berechnet man die Wellenlänge der Farben, für welche die Lichtintensität des centralen Bildes ein Maximum oder Minimum ist, aus der oben §. 149 mikroskopisch gemessenen Furchentiefe  $h$ , und schließt daraus auf die Farbe, welche die Theorie nach Gl. 45 erwarten liefse, so findet man meist eine andere Farbe als die beobachtete.

Derselbe Mangel an Uebereinstimmung fand sich schon bei dem durchgelassenen Licht und könnte in Verunreinigungen seinen Grund haben, die sich dauernd in der Tiefe der Furche festgesetzt haben, oder darin, daß der Querschnitt der Furchen, und also auch der Hügel nicht genau ein Dreieck ist, wie es bei der Theorie vorausgesetzt wurde, sondern eine Curve von beliebiger Gestalt. Ich würde sogar keine Schwierigkeit finden, anzunehmen, daß durch die an der Oberfläche des Glases thätigen Capillarkräfte sich der Querschnitt der mit dem geradlinig begränzten Diamanten gezogenen Furche geändert und an der Spitze, sowie an den scharfen Rändern kleinere Krümmung angenommen hat, da auch andere Erscheinungen <sup>1)</sup> zeigen, daß das Glas nicht als vollkommen starrer Körper angesehen werden kann, sondern daß vielmehr die kleinsten Theilchen desselben gegen einander beweglich sind. Diese Beweglichkeit wird durch die bei dem Ziehen der Furchen erzeugte Wärme noch erhöht werden. Die Furchen würden durch diese Aenderung breiter und flacher geworden und die Schwierigkeit, ihre Breite durch mikroskopische Messungen zu bestimmen, um so verständlicher seyn. Fig. 9, Taf. I zeigt das Profil der so veränderten Gitterfläche unter dem der ursprünglichen Gitterfläche.

Die Rechnung würde sich in ähnlicher Weise durchführen lassen, mag der Querschnitt einer Furche von zwei geraden Linien oder einer Curve begränzt seyn. Da jede Curve aus vielen geraden Linien zusammengesetzt werden kann, so würden die Ausdrücke 8, 9, 16, 17 der §§. 147

1) Vergl. Ueber die Capillarconstanten fester Körper. Pogg. Ann. 134, 1868. S. 356 sqq.

und 148 in aller Strenge gelten, die Lage der Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse wird durch die Gestalt der Furchen nie afficirt werden.

Man übersieht ferner, daß Gitter mit Furchen und Hügeln von beliebiger aber symmetrischer Gestalt dieselben Erscheinungen zeigen müssen, wenn man rechts und links vertauscht, oder wenn man das Gitter um seine Normale um  $180^\circ$  dreht, wie ich es durch den Versuch bei allen von mir untersuchten Gittern bestätigt gefunden habe.

Ich bemerke, daß man wohl auf den Gedanken kommen könnte, die beiden Flächen einer Furche wirkten wie ein Winkelspiegel, und das an den Furchenflächen 2 Mal reflectirte Licht interferirte mit dem von der ebenen Fläche reflectirten. Dann würde aber die in der Rechnung mit  $\Delta$  bezeichnete GröÙe (vgl. Gl. 1a §. 147) für Hügeltgitter wesentlich andere Werthe erhalten, wie für das symmetrisch gestaltete Furchengitter; es dürften also symmetrisch gestaltete Furchen- und Hügeltgitter nicht mehr dieselben Erscheinungen geben, sobald man rechts und links vertauscht.

Ich glaube daher fürs Erste an der oben gegebenen Theorie der Furchen- resp. Hügeltgitter festhalten zu müssen, um so mehr, als Haupteinfallswinkel und Hauptazimuth für geritzte und ungeritzte Stellen desselben Metallspiegels so nahe dieselben sind, daß man nur mit den feinsten experimentellen Hilfsmitteln einen Unterschied nachweisen kann. Diese, wie ich glaube, recht merkwürdige Thatsache, ist direct aus der Theorie mit Hülfe von Gl. 4 resp. 9 und 17 zu ersehen, sobald man die Furchen sich aus Terrassen oder Stufen von sehr kleiner Höhe, mit reflectirenden Flächen parallel der Gitterebene bestehend denkt.

Wie bei dem durchgehenden Licht muß auch bei dem reflectirten Lichte, welches dem centralen Bilde ( $u = 0$ ,  $v = 0$ ) des leuchtenden Punctes entspricht, die Phase um die durch die Gl. 48 bestimmte GröÙe geändert werden; für  $H$  und  $u$  sind die Werthe aus den Gleichungen 49

und 47 zu bestimmen. Ich habe auch schon bei dem durchgehenden Lichte gezeigt, wie die Theorie, abgesehen von ganzen Vielfachen von  $\pm \pi$ , die sich nicht bestimmen lassen, nur sehr kleine Phasenänderungen erwarten läßt.

In der That habe ich auch mit Sicherheit keine Phasenänderung bei den in dieser Richtung angestellten Versuchen nachweisen können.

Läßt man die beiden interferirenden Strahlenbündel zweier Billet'schen Halbblinsen (vgl. §. 78) in ihrem oberen Theile auf die ungeritzte, in ihrem unteren Theil das eine auf die geritzte, das andere auf die ungeritzte Fläche eines versilberten Furchengitters nahezu senkrecht auffallen und reflectiren, so läßt sich keine Verschiebung der etwas verwaschen erscheinenden Interferenzstreifen im unteren Theil des Gesichtsfeldes gegen die Interferenzstreifen im oberen Theil des Gesichtsfeldes mit der Fresnel'schen Lupe wahrnehmen.

Uebrigens erschienen die Interferenzstreifen stets mit untadelhafter Vollkommenheit, sobald die interferirenden Strahlenbündel beide von der gefurchten oder beide von der ungefurchten Fläche reflectirt wurden.

Legt man ein rechtwinkliges Flintglasprisma mit kugelförmiger Hypotenusenfläche oder eine biconvexe Crown-glaslinse von 120" Brennweite auf die Gränze des gefurchten und ungefurchten Theiles der versilberten Glasplatte, so sieht man die Newton'schen Farbenringe auf dem gefurchten Theile in die auf dem ungefurchten Theile übergehen, bei allen möglichen Einfallswinkeln für Licht  $\mp$  und  $\perp$  zur Reflexionsebene polarisirt. Furchen- und Hügelgitter verhalten sich gleich.

Die Newton'schen Ringe erscheinen auf der gefurchten Seite lebhafter gefärbt wie auf der ungefurchten und haben, wie oben §. 157 ausführlich erläutert wurde, für Licht  $\mp$  und  $\perp$  zur Reflexionsebene polarisirt, verschiedene Durchmesser.

Nur bei dem Furchengitter Nobert No. III habe ich mit Billet'schen Halbblinsen und Newton'schen Farben-



ringen eine Verzögerung des von der gefurchten Fläche reflectirten Strahles,  $\frac{1}{30}$  Wellenlänge entsprechend, wahrzunehmen geglaubt.

# Secundäre Spectra.

## §. 158.

Die bisher beschriebenen Erscheinungen waren im Allgemeinen in Uebereinstimmung mit der Theorie. Es treten aber bei der Beugung des Lichtes durch Gitter noch eine Reihe Erscheinungen auf, welche mit unseren jetzigen theoretischen Vorstellungen nicht in Einklang zu bringen sind.

Blickt man in der §. 149 beschriebenen Weise durch ein Gitter auf eine stark leuchtende Natronflamme, wie man sie erhält, wenn man eine Sodaperle an einem *dünnen* Platindraht in eine möglichst heiße Bunsen'sche Gasflamme schiebt, so sieht man außer den Flammenbildern 2<sup>ter</sup> Klasse, die den Maximis 2<sup>ter</sup> Klasse entsprechen und in ihrer Lage durch den Abstand  $\alpha$  der Oeffnungen oder Furchen bestimmt sind, noch eine Anzahl anderer Flammenbilder, die ich im Folgenden mit dem Namen *secundäre* Flammenbilder oder secundäre Maxima bezeichnen werde. Diese secundären Flammenbilder haben um so größere Intensität, je lichtstärker die ihnen zunächst liegenden Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse sind. Sie sind aber stets lichtschwächer als diese letzteren und verschwinden daher bei abnehmender Intensität der Lichtquelle auch eher, als diese letzteren.

Die secundären Flammenbilder entsprechen einem Beugungswinkel  $\gamma_2$ , wo  $\gamma_2$  durch die Gl. gegeben ist

$$50. \sin \gamma_2 - \sin J = \pm q \frac{\lambda}{\alpha} \pm \frac{k}{m} \frac{\lambda}{\alpha} = \pm \left( q + \frac{k}{m} \right) \frac{\lambda}{\alpha},$$

wo  $q$ ,  $k$  und  $m$  ganze Zahlen bedeuten,  $J$  aber wie früher den Winkel bezeichnet, welchen die einfallenden Strahlen mit der Normale der Gitterebene einschließen.

Die secundären Flammenbilder erscheinen also auf  $\frac{1}{m} \frac{2}{m}$  etc. des Abstandes zweier benachbarten Flammenbilder

2<sup>ter</sup> Klasse. Gewöhnlich ist  $m$  eine ungerade Zahl, und die secundären Flammenbilder sind für kleine Werthe von  $k$  am hellsten, oder am leichtesten wahrzunehmen.

So tritt z. B. bei dem Furchengitter Nobert III die Erscheinung Fig. 7, Taf. I auf; die secundären Flammenbilder sind deutlich für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{9} \frac{2}{9} \dots \frac{7}{9} \frac{8}{9}.$$

Bei dem Furchengitter Nobert I sieht man die Erscheinung Fig. 8, Taf. I, die secundären Flammenbilder sind besonders lichtstark für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{3} \frac{2}{3}$$

weniger lichtstark für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{2}.$$

Die secundären Flammenbilder sind sowohl bei durchgehendem, wie bei reflectirtem Licht für dieselben Werthe von  $\frac{k}{m}$  wahrzunehmen, um so leichter, je lichtstärker die benachbarten Maxima oder Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse erscheinen. Sie sind daher an versilberten Furchen- oder Hügelgittern im reflectirten Licht am leichtesten zu bemerken; doch treten sie auch bei Drahtgittern, Gittern mit undurchsichtigen Stäben oder Lamellengittern auf. Spuren von secundären Flammenbildern habe ich an allen von mir untersuchten Gittern, deren Zahl wohl über 100 betragen hat, bemerkt, am wenigsten deutlich bei den Gittern mit großen Oeffnungs- oder Furchenabständen, wo sie wegen der starken Lichtintensität der sehr nahe liegenden Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse am schwersten wahrzunehmen sind.

Das Gitter soll im Folgenden wie früher, stets von Substanzen mit Flächen parallel der Gitterebene begrenzt angenommen werden.

Der Werth von  $\frac{k}{m}$  ändert sich nicht, die secundären Flammenbilder erscheinen für dasselbe Gitter an derselben

Stelle des Gesichtsfeldes demselben Beugungswinkel in Luft entsprechend, mag die Beugung in Luft, Glas, Wasser, Alkohol oder einer anderen durchsichtigen Substanz stattfinden, oder die Neigung  $J$  der in Luft einfallenden Strahlen gegen die Gitternormale verschiedene Werthe haben, mag der Beugungswinkel groß oder klein seyn. Der Abstand zweier Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse wird also von den secundären Flammenbildern in derselben Weise in  $m$  gleiche Theile getheilt, mögen es Flammenbilder höherer oder niederer Ordnung seyn, bei beliebiger Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen und beliebiger Substanz, in welcher die Beugung stattfindet. Die Intensität der secundären Flammenbilder ändert sich aber mit Einfallswinkel und beugendem Medium in ähnlicher Weise, wie die Intensität der Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse.

Polirt man ein versilbertes Furchengitter, so daß die Furchen theilweise mit Silber gefüllt werden, so ändert sich die Intensität der secundären Flammenbilder, und die der Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse. Die Lage oder der Beugungswinkel beider bleibt aber ungeändert.

Symmetrisch gestaltete Furchen- und Hügelgitter geben unter denselben Bedingungen für die secundären Flammenbilder in Bezug auf Lage und Intensität genau dieselben Erscheinungen, sobald man rechts und links vertauscht, wie für die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse (vgl. §. 156). Dieselben zeigen dieselbe Vertheilung der Lichtintensität, mag die unbelegte oder die mit Silber belegte Glasfläche das Licht reflectiren, oder mag bei einem Hügelgitter die reflectirende Fläche Silber oder Kupfer seyn.

Die Erscheinung der secundären Spectra bleibt im wesentlichen dieselbe, wenn man ein Silbergitter durch Auflegen von Jod in ein Jodsilber-Lamellengitter verwandelt (Vgl. No. 9 und 16 der folgenden Tabelle CXIV).

Benutzt man statt der Natronflamme einen von derselben erleuchteten Spalt mit Collimator, und beobachtet das von Gitter durchgelassene oder reflectirte Licht mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr in der in §. 149

beschriebenen Weise, so lassen sich die Beugungswinkel für die secundären Bilder des Lichtspältes wie für die den Maximis 2<sup>ter</sup> Klasse entsprechenden Bilder desselben messen. Ich habe mich durch zahlreiche Messungen überzeugt, daß die Gl. 50 so genau mit den Beobachtungen übereinstimmt als die Genauigkeit des Instrumentes reichte, das mir für diese Messungen zu Gebote stand.

Bei groben Gittern mit großen Oeffnungs- oder Furchenabständen  $\alpha$  sind die secundären Maxima nur wahrzunehmen, wenn man statt der Natronflamme einen von derselben erleuchteten 0,5<sup>mm</sup> bis 2<sup>mm</sup> breiten Spalt benutzt und diesen durch das Gitter betrachtet, resp. das Licht desselben von dem Gitter reflectiren läßt.

Für verschiedene Stellen desselben Gitters erscheinen die secundären Maxima in ähnlicher Weise verschieden hell, wie die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse, sobald die Breite der Oeffnungen oder die Gestalt der Furchen oder Hügel an den verschiedenen Stellen desselben Gitters verschieden ist.

Die folgende Zusammenstellung zeigt, welchem Werthe des Bruches  $\frac{k}{m}$  die Lage der secundären Bilder einer Natronflamme bei den verschiedenen Gittern entsprach. Ein Ausrufungszeichen bedeutet, daß die Lage der secundären Maxima durch möglichst genaue Messungen controllirt worden ist. Der Uebersichtlichkeit wegen ist bei den einzelnen Gittern der Beugungswinkel  $\gamma_1$  für das erste Maximum 2<sup>ter</sup> Klasse bei Natronlicht angegeben, sowie das Verhältniß des Oeffnungsabstandes  $\alpha$  zu der Breite  $a$  einer Oeffnung, oder des Furchenabstandes  $\alpha$  zur Breite  $a$  des Raumes zwischen zwei Furchen.

## CXIV.

| No. | Bezeichnung                     | $\gamma = \frac{\lambda_D}{\alpha}$ | $\frac{\alpha}{\alpha'}$ | Secundäre Maxima $\frac{k}{m}$ |
|-----|---------------------------------|-------------------------------------|--------------------------|--------------------------------|
| 1   | Drahtgitter III (Berlin)        | 0° 9'                               | 1,672                    |                                |
| 2   | " II (München)                  | 0 12 45                             | 1,814                    |                                |
| 3   | " I                             | 0 13 37                             | 2,687                    |                                |
| 4   | Rufgitter II (Quincke)          | 0 14 49                             | 2,610                    |                                |
| 5   | " I                             | 0 29 45                             | 1,627                    |                                |
| 6   | " III (München)                 | 0 19 10                             | 4,706                    |                                |
| 7   | Goldblatt II                    | 0 25 28                             | 4                        |                                |
| 8   | Silber II (Quincke)             | 0 29 45                             | 2 (3)                    |                                |
| 9   | " I                             | 1 13 22                             | 2,128                    |                                |
| 10  | Silber - Collodium (Nobert VII) | 2 59 40                             | 2,322                    |                                |
| 11  | " (Nobert VI)                   | 3                                   | 2,319                    |                                |
| 12  | Lamellengitter IV (Quincke)     | 0 7 24                              | 1,203                    |                                |
| 13  | " II                            | 0 14 40                             | 2,400                    |                                |
| 14  | " I                             | 0 14 49                             | 3,330                    |                                |
| 15  | " III                           | 0 37 15                             | 3,125                    |                                |
| 16  | " V                             | 1 13 22                             | 2,128                    |                                |
| 17  | Furchengitter (Berlin)          | 0 47 58                             | 1,532                    |                                |
| 18  | " (Albert)                      | 1 18                                | 1,110                    |                                |
| 19  | " (Oertling)                    | 1 30                                | 1,234                    |                                |
| 20  | " (Nobert VIII)                 | 1 7                                 | 1,270                    |                                |
| 21  | " (Nobert IX)                   | 2 14 50                             | 1,745                    |                                |
| 22  | " (München)                     | 3 39                                | 1,226                    |                                |
| 23  | " (Nobert IV)                   | 4 29                                | 2,176                    |                                |
| 24  | " (Nobert I)                    | 4 29                                | 1,445                    |                                |
| 25  | " (Nobert V)                    | 7 29                                | 1,408                    |                                |
| 26  | " (Nobert II)                   | 7 30                                | 1,458                    |                                |
| 27  | " (Nobert III)                  | 13 35                               | 1,615                    |                                |

Sobald ein secundäres Flammenbild an der durch  $\frac{k}{m}$  bezeichneten Stelle des Gesichtsfeldes auftritt (vgl. Gl. 50), so ist, wenn nicht immer, so doch in den meisten Fällen auch ein entsprechendes an der durch  $\frac{m-k}{m}$  bezeichneten Stelle vorhanden.

Benutzte ich statt einer Natronflamme eine andere homogene Lichtflamme, etwa eine Lithiumflamme, so fand ich den Bruch  $\frac{k}{m}$  ungeändert, obwohl die secundären Flammenbilder, wie die Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse jetzt bei grösserer Wellenlänge der Lichtquelle auch bei größeren Beugungswinkeln lagen.

Oft sind die secundären Maxima so intensiv, und entsprechen so zahlreichen Werthen von  $\frac{k}{m}$ , daß der ganze Raum zwischen zwei Flammenbildern 2<sup>ter</sup> Klasse nicht dunkel, sondern mit *diffusem* Licht erfüllt erscheint. Dies diffuse Licht ist gewöhnlich, aber nicht immer, um so intensiver, je intensiver die secundären Spectra an der betreffenden Stelle des Gesichtsfeldes auftreten.

Daß nicht Verschiedenheiten im Oeffnungs- oder Furchenabstand  $\alpha$  des Gitters die Erscheinung bedingen, ergibt sich daraus, daß für Maxima höherer Ordnung, größeren Werthen von  $\pm q$  entsprechend, die Intensität dieses diffusen Lichtes nicht größer wird. Bei Gittern, die diesen Fehler besitzen, erhält das Gesichtsfeld ein kanellirtes Aussehen, für um so kleinere Beugungswinkel oder für Maxima von um so niederer Ordnung, je schlechter das Gitter ist.

Untersucht man das Licht, welches einem secundären Maximum einer Natronflamme entspricht, mit einem Spectralapparat zum direct sehen, so zeigt sich die gelbe Natronlinie ebenso als ob man den Spalt des Spectralapparates direct mit einer schwach leuchtenden Natronflamme beleuchtet hätte.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich, daß die Lage der secundären Maxima jedenfalls durch den Abstand  $\alpha$  der

Furchen oder Oeffnungen des Gitters bestimmt ist, und daß dieselben an derselben Stelle liegen, wo die Maxima 2<sup>ter</sup> Klasse liegen würden für eine Farbe, die sich zur Farbe der Lichtquelle verhält, wie ein Oberton zu seinem Grundton, und die man mit einem entsprechenden Namen *Oberfarbe* der betreffenden homogenen Lichtquelle nennen könnte.

Damit soll jedoch nicht gesagt seyn, daß eine homogene Lichtquelle, z. B. eine Natronflamme Licht aussendet von den Wellenlängen  $\lambda \frac{\lambda}{2} \frac{\lambda}{3}$  etc., da sonst die secundären Flammenbilder zwischen zwei Maximis 2<sup>ter</sup> Klasse alle gleiche Intensität haben müßten. Es wäre nicht verständlich, warum bei dem Furchen- oder Hügeltgitter Nobert III nur auf  $\frac{1}{9} \frac{2}{9} \frac{7}{9} \frac{8}{9}$  des Abstandes zweier Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse die secundären Flammenbilder wahrzunehmen sind, und nicht auch auf  $\frac{3}{9} \frac{4}{9} \frac{5}{9} \frac{6}{9}$  desselben.

Durch die Annahme einer Oberfarbe bliebe ferner unerklärt, warum dieselbe homogene Lichtquelle bei verschiedenen Gittern secundäre Maxima für verschiedene Werthe von  $\frac{k}{m}$  zeigt.

Der absolute Werth der GröÙe  $\alpha$  bestimmt übrigens auch nicht die GröÙe  $\frac{k}{m}$ , für welche secundäre Maxima wahrzunehmen sind, da bei demselben Werthe von  $\alpha$  und verschiedenen Gittern (z. B. Nobert IV u. I oder V u. II) die secundären Maxima für verschiedene Werthe von  $\frac{k}{m}$  auftreten.

Durch Hereinschieben einer Sodaperle in den heißesten Theil einer Bunsen'schen Gasflamme oder durch Herausziehen derselben kann man die Natriumflamme stark oder schwach leuchtend machen. Wenn im ersten Fall die secundären Flammenbilder leicht und deutlich zu sehen sind neben den Flammenbildern 2<sup>ter</sup> Klasse, verschwinden sie beim Milderwerden der Lichtquelle meist vollständig, während die Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse noch deutlich erkennbar bleiben. Mit abnehmender Intensität der Lichtquelle scheinen also die secundären Flammenbilder

schneller als die benachbarten Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse an Intensität abzunehmen, und man könnte meinen, daß die Intensität der Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse proportional der ersten Potenz, die Intensität der secundären Flammenbilder aber proportional einer höheren Potenz der auffallenden Lichtintensität wäre.

Gegen diese Annahme spricht folgender Versuch.

Läßt man von einer möglichst hellen Natriumflamme Licht auf ein versilbertes Furchengitter (Nobert I oder III) fallen, und betrachtet das reflectirte Licht durch ein passend gestelltes doppeltbrechendes Prisma, so erhält man, dem ordinären und extraordinären Strahl entsprechend übereinander zwei Reihen Flammenbilder von gleicher Helligkeit.

Bringt man jetzt zwischen Gitter und doppeltbrechendes Prisma ein Nicol'sches Prisma, so kann man durch Drehen des letzteren es dahin bringen, daß die Flammenbilder 2<sup>ter</sup> Klasse dem ordinären Strahl entsprechend ebenso hell erscheinen als die secundären Flammenbilder dem extraordinären Strahl entsprechend.

Läßt man durch Herausziehen der Sodaperle aus der Flamme nun die Natriumflamme matt werden, so verschwinden die secundären Flammenbilder gleichzeitig mit denen 2<sup>ter</sup> Klasse von gleicher Helligkeit. Beide würden hier nach in derselben Weise von der auffallenden Lichtintensität abhängen.

Versuche mit Hügeltigern bei Reflexion in Luft oder Glas, sowie verschiedene Stellungen des doppeltbrechenden Prismas ergaben dasselbe Resultat.

Vielleicht bedingen die scharfen Ränder an den Grenzen der Oeffnungen oder Furchen die Erscheinung der secundären Flammenbilder; dann ist es aber auffallend, daß z. B. Nobert IX und VIII, die angeblich mit demselben Diamanten, kurz hinter einander, geschnitten wurden, verschiedene secundäre Flammenbilder zeigten. Einige Mal schien sich das Auftreten und Aussehen der secundären Flammenbilder bei demselben Furchengitter mit der Zeit

zu ändern  
eine  
stalt  
dene  
müß

V  
Sub  
die  
dur  
fun  
auf  
wä  
hat  
suc  
Ma  
nel  
nic  
fes

sel  
gr  
sa  
M  
da

g



zu ändern, besonders kurz nach der Anfertigung, was auf eine schon oben (§. 157) besprochene Aenderung der Gestalt der Furchen hindeuten würde, die dann bei verschiedenem Furchenabstand auch verschieden stark auftreten müßte.

Berlin, Weihnachten 1871.

---

## II. *Versuche über Fluorescenz;* *von Eduard Hagenbach.*

---

Vor einiger Zeit wurden mir von verschiedenen Seiten Substanzen zugestellt, welche in ausgezeichnetem Grade die Erscheinung der Fluorescenz zeigen. Ich wurde dadurch veranlaßt, zuerst diese Körper einer genaueren Prüfung zu unterziehen, dann aber meine Untersuchungen auf andere schon früher untersuchte Körper mit der erwähnten Eigenschaft auszudehnen; da ich mich überzeugt hatte, daß die genaue auf Messungen gegründete Untersuchung der Fluorescenz bei den meisten Substanzen noch Manches zu wünschen übrig ließe; und da von einer annehmbaren Theorie wohl kaum die Rede seyn kann, wenn nicht zuerst die Thatsachen durch Beobachtung genau festgestellt sind.

Einen Theil meiner Untersuchungen, so weit sich dieselben nämlich auf die optischen Eigenschaften des Blattgrüns beziehen, habe ich schon in einem besonderen Aufsatz <sup>1)</sup> publicirt; das Wesentliche über die angewandte Methode befindet sich auch daselbst, so daß ich hier nur darauf zu verweisen brauche.

Mein Augenmerk habe ich hauptsächlich auf *drei* Punkte gerichtet, nämlich:

1) Diese Annalen CXLI, S. 245.

1. *Die Angabe der Gränzen und Maxima der Fluorescenz.* Es handelt sich dabei darum anzugeben, in welchem Theile des Spectrums die Fluorescenz beginnt, und in welchem sie aufhört. Ferner ist zu bestimmen, ob nur ein oder mehrere Maxima der Fluorescenz vorkommen, und wo dieselben liegen.

Bei diesen Messungen bediente ich mich der Methoden, die in der oben citirten Abhandlung S. 248 u. f. beschrieben sind. Dafs die gefundenen Zahlen nicht auf absolute Gültigkeit Anspruch machen können, ist leicht ersichtlich, wenn man die verschiedenen Umstände in Betracht zieht, welche eine scharfe Beobachtung erschweren, und welche ich hier um so weniger im Einzelnen aufführen will, als diefs schon Pierre<sup>1)</sup> in seiner Arbeit gethan hat.

Zur Bestimmung der Gränze in dem ultravioletten Theile des Spectrums sollten eigentlich Quarzapparate angewandt werden. Einige wenige Bestimmungen habe ich deshalb mit Quarzprisma und Quarzlinse gemacht. Da jedoch in Folge der etwas kleinen Dimensionen der mir zu Gebote stehenden Quarzlinse das projecirte Spectrum lichtschwächer war als bei Anwendung von Glasapparaten, und da man in Folge der doppelbrechenden Eigenschaft nicht über das ganze Spectrum hinweg die Fraunhofer'schen Linien in der Projection scharf erhalten kann, so zog ich gewöhnlich bei der Projection des Spectrums die Anwendung eines Flintglasprismas und einer achromatischen Linse vor; wo nichts besonderes bemerkt ist, sind solche Glasapparate gemeint. Die Beschränkung des Spectrums in dem violetten Theile hat in den meisten Fällen nicht so viel zu sagen, da die charakteristischen Unterschiede in der Fluorescenzerscheinung gewöhnlich im sichtbaren Theile des Spectrums liegen; in einer späteren Arbeit hoffe ich über die Fluorescenz verschiedener Substanzen im ultravioletten Licht noch einige Nachträge zu liefern.

2. *Die Ermittlung des Absorptionsspectrums für die fluorescirenden Substanzen* und die Bestätigung des zuerst

1) Wiener Berichte LIII, 2. S. 704.

von Stokes ausgesprochenen Zusammenhanges von Absorption und Fluorescenz. Die Methode der Untersuchung und graphischen Darstellung ist besprochen in der citirten Abhandlung S. 260 u. f.

### 3. *Die spectralische Untersuchung des Fluorescenzlichtes.*

Es handelte sich darum, die Ausdehnung des Spectrums des Fluorescenzlichtes zu bestimmen, ebenso die Lage des Maximums oder der Maxima, je nachdem das Spectrum nur an einer oder an mehreren durch verhältnißmäßig dunkleren Zwischenräume von einander getrennten Stellen eine größte Helligkeit zeigte. Dabei war auch hauptsächlich darauf zu achten, ob bei Verschiedenheit der auffallenden und die Fluorescenz erregenden Strahlen auch Verschiedenheiten in dem von dem fluorescirenden Körper ausstrahlenden Lichte auftreten; deshalb wurden verschiedene Lichtquellen zur Erregung des Fluorescenzlichtes angewandt.

Am stärksten erhält man natürlich das Fluorescenzlicht, wenn man mit weißem Sonnenlicht erregt; es war daher dies auch die am häufigsten angewandte Lichtquelle. Es wurde dann bei der Spectraluntersuchung gewöhnlich die S. 257 der citirten Abhandlung beschriebene Methode angewandt, wobei mit Hülfe eines Spiegels das von der mit concentrirtem Sonnenlicht beleuchteten Oberfläche einer Flüssigkeit ausstrahlende Fluorescenzlicht auf die Spalte des horizontal stehenden Collimators gesandt wurde. Wenn die Flüssigkeit ziemlich durchsichtig ist, so muß das Gefäß, welches dieselbe enthält, mit schwarzem Sammt ausgelegt werden, damit sich mit dem Fluorescenzlicht nicht solches mischen kann, das von Boden und Wände reflectirt ist; die Beimengung solchen Lichtes wird leicht an den Fraunhofer'schen Linien erkannt. Zur Messung diente entweder eine Mikrometerschraube oder eine photographische vom Prisma in das Beobachtungsfernrohr reflectirte Scale. Meine Zahlenangaben beziehen sich auf die in meiner citirten Abhandlung S. 251 angegebene Scale, bei welcher die Fraunhofer'schen Linien folgenden Zahlen entsprechen:

|          |     |                       |     |
|----------|-----|-----------------------|-----|
| <i>A</i> | 0   | <i>b</i>              | 331 |
| <i>a</i> | 34  | <i>F</i>              | 420 |
| <i>B</i> | 63  | <i>G</i>              | 637 |
| <i>C</i> | 96  | <i>H</i> <sub>1</sub> | 831 |
| <i>D</i> | 188 | <i>H</i> <sub>2</sub> | 858 |
| <i>E</i> | 309 |                       |     |

In Klammern sind die entsprechenden Zahlen der Bunsen'schen Scale<sup>1)</sup> beigesetzt, bei welcher *D* bei 50 steht.

Wir geben hier ein Verzeichniss der angewandten absorbirenden Medien mit Beschreibung des Spectrums des durch sie hindurchgegangenen Lichtes.

No. 1. Ein rothes Kupferüberfangglas.

*A*, *a*, *B*, *C* und *D* sind sehr schön sichtbar. Die Absorption beginnt bei 192 (51), es wird ganz dunkel bei 204 (53), und es erstreckt sich ein ganz dunkler Absorptionsstreif bis 276 (65); von hier ist es wieder ziemlich hell bis zu 359 (79), von wo an die Absorption wieder zunimmt; es ist ganz dunkel von 440 (93) an.

No. 2. Zwei rothe Kupferüberfanggläser.

Die Absorption beginnt bei 172 (47), und es wird ganz dunkel bei *D*.

No. 3. Ein blaues Kobaltglas.

*A*, *a* und *B* sind sehr schön sichtbar. Die Absorption beginnt bei 71 (29), wird ganz stark bei 80 (31); von hier geht ein ganz dunkler Streif bis 112 (37); das sich daran schließende Halbdunkel geht bis 125 (39). Ein zweiter Absorptionsstreif beginnt schwach bei 164 (46) und geht stark von 176 (48) bis 196 (52) und dann noch schwach bis 208 (54). Ein dritter schwacher Absorptionsstreif geht von 268 (64) bis 317 (72). Von da an bleibt es hell bis über *H*<sub>2</sub> hinaus.

No. 4. Zwei blaue Kobaltgläser.

*A* ist deutlich sichtbar. Die Absorption beginnt gleich sehr stark bei *B*, und es bleibt ganz dunkel bis 227 (57). Es ist dann wieder hell bis 252 (61). Ein zweiter ganz dunkler Streif, dem früheren dritten entsprechend, geht

1) Pogg. Ann. CXIX, S. 10.

von 252 (61) bis 351 (78); das Dunkel nimmt nun noch ab bis 428 (91), von wo es ganz hell wird bis über  $H_1$  hinaus.

No. 5. Ein violettes Manganglas.

Hier ist kein deutlicher Absorptionsstreif zu bemerken, sondern die Absorption erstreckt sich in etwas schwächerem Grade über die ganze Mitte des Spectrums von 360 (80) bis 584 (118).

No. 6. Zwei violette Mangangläser.

Die Absorption beginnt bei 166 (46), es geht ein ganz dunkler Streif von 248 (61) bis 550 (112), das Halbdunkel geht noch bis 671 (133); von hier an ist es dann hell bis über  $H_1$  hinaus.

No. 7. Ein violettes Manganglas und ein blaues Kobaltglas.

Auf Seite des äußeren Roth geht das Licht vollkommen durch; man sieht  $A$ ,  $a$  und  $B$ . Ein erster Absorptionsstreif beginnt schwach bei 67 (29) und geht stark von 80 (31) bis 112 (37) und dann noch schwach bis 133 (40). Von 133 (40) bis 159 (45) ist es ordentlich hell. Dann beginnt schwach ein zweiter Absorptionsstreif, der ganz dunkel von 176 (48) bis 204 (53) geht, und dann noch abnimmt bis zu 225 (57). Es bleibt nun hell bis 256 (62); wo der dritte Absorptionsstreif schwach beginnt. Dieser ist ganz dunkel von 264 (63) bis 331 (75) und nimmt noch ab bis 449 (95). Von hier an bleibt es dann hell bis ins Ultraviolette. — Von den drei Absorptionsstreifen ist der erste im Roth am stärksten, der zweite ist ihm fast gleich; nur ein sehr wenig schwächer ist der breite dritte. Das Licht zwischen dem ersten und zweiten Absorptionsstreif ist nur schwach.

No. 8. Ein grünes Chromglas.

Das Spectrum beginnt erst bei 112 (37). Gegen Violett zu wird es nach und nach etwas dunkler. Ganz dunkel ist es von den Linien  $H$  an.

No. 9. Ein dunkelgelbes Glas.

Es absorbirt den violetten Theil des Spectrums. Die

Absorption beginnt bei 461 (97) und ist vollkommen von 645 (129) an.

No. 10. Ein hellgelbes Glas.

Es zeigt sich eine schwache Absorption von 625 (125) an; doch ist  $H_1$  und  $H_2$  noch schwach sichtbar.

No. 11. Eine 8 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 297 (69) bis 887 (171).

No. 12. Eine 24 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 461 (97) bis 858 (166).

No. 13. Eine 43 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 502 (104) bis 802 (156).

Der in meiner citirten Abhandlung S. 250 beschriebene Kasten dient in vielen Fällen dazu, die Aenderung des Spectrums des Fluorescenzlichtes bei der Erregung durch verschiedenfarbige Strahlen zu verfolgen; es geschieht dies auf besonders deutliche Weise, wenn man, wie dies auf S. 274 der citirten Abhandlung angegeben ist, den Trog, der die fluorescirende Flüssigkeit enthält, zur Hälfte mit einem Milchglase oder noch besser mit einer weißen Thonplatte bedeckt, das Niveau der Flüssigkeit mit der Thonplatte genau in eine Ebene bringt, das Bild der Spalte des Kastendeckels so projicirt, daß es zur Hälfte auf die Flüssigkeit und zur Hälfte auf die Thonplatte fällt und diese Linie durch ein Prisma betrachtet, dessen Kante mit ihr parallel steht.

Homogenes Natriumlicht kann bei einigen Substanzen auch zur Erregung der Fluorescenz verwendet werden; dann ist aber das von dem leuchtenden Körper ausstrahlende Licht so schwach, daß mit Hülfe des Spectralapparates keine genaue Messung mehr möglich ist. Jedoch ist in diesem Falle eine prismatische Untersuchung des Fluorescenzlichtes möglich, wenn man das Bild einer stark mit Natriumlicht beleuchteten Spalte durch eine Linse auf

die Oberfläche der Flüssigkeit projectirt und dasselbe direct durch ein Prisma beobachtet.

Die durch einen Inductionsstrom zum Glühen gebrachten Gase können auch zur Erregung der Fluorescenz gebraucht werden. Für diese Untersuchung der Fluorescenz fand ich es zweckmässig, Geißler'sche Röhren von der Gestalt Fig. 1, Taf. IV <sup>1)</sup> anzuwenden. Ich benützte zwei solche Röhren; die eine mit Wasserstoff und die andere mit Stickstoff; die erstere werde ich als *H*-Röhre und die letztere als *N*-Röhre bezeichnen. Durch eine seitliche mit eingeriebenem Glasstöpsel verschließbare Oeffnung können in die Röhre mit Leichtigkeit verschiedene Flüssigkeiten gebracht werden. Mit Hülfe dieser Röhren sind beim Experimentiren im dunklen Raum sehr geringe Spuren von Fluorescenz bemerkbar. Soll das Spectrum des auf diese Weise erregten Fluorescenzlichtes untersucht werden, so wird die Röhre vor die Spalte des Spectralapparates gebracht und so gestellt, daß nur Fluorescenzlicht durch die Spalte dringen kann. Kommt auch noch directes erregendes Licht hinein, so ist es an der Streifung gleich zu erkennen und kann durch eine passende Verschiebung der Röhre leicht eliminirt werden. — Bei der Untersuchung fester Körper, z. B. des Uranglases, Flußspathes u. s. w. werden zur Beleuchtung einfache Geißler'sche Röhren angewandt, wie man sie gewöhnlich zur Beobachtung der Gasspectren gebraucht.

Ich gehe nun über zur Beschreibung der Resultate, welche mir die Untersuchung der folgenden Substanzen geliefert hat:

- |                            |                              |
|----------------------------|------------------------------|
| 1. Morin-Thonerde-Lösung.  | 8. Stechapfelsamenextract.   |
| 2. Naphtalinroth.          |                              |
| 3. Oxydirtes Brasilin.     | 9. Extract des Saamens von   |
| 4. Salpeters. Chrysanilin. | Peganum Harmala.             |
| 5. Thiomelansäure.         | 10. Amid der Terephtalsäure. |
| 6. Kienrufsäure.           |                              |
| 7. Amid der Phtalsäure.    | 11. Schwefelsaures Chinin.   |

1) Wird dem nächsten Hefte beigegeben.

- |                             |                              |
|-----------------------------|------------------------------|
| 12. Aesculin.               | 25. Bichloranthracen.        |
| 13. Fraxin.                 | 26. Photen.                  |
| 14. Aufguß des Griesholzes. | 27. Petroleum.               |
| 15. Quassiatinctur.         | 28. Bisulfanthrachinon.      |
| 16. Sandelholzextract.      | 29. Flussspath.              |
| 17. Lackmus.                | 30. Uranglas.                |
| 18. Curcumatinctur.         | 31. Salpetersaures Uranoxyd. |
| 19. Malzzucker.             | 32. Gewöhnliches Glas.       |
| 20. Sandarac.               | 33. Phtalein des Resorcins.  |
| 21. Guajak.                 | 34. Fluoranilin.             |
| 22. Purpurin.               | 35. Bariumplatincyannr.      |
| 23. Orseille.               | 36. Blattgrün.               |
| 24. Safflor.                |                              |

Die Citate gebe ich nur bei neueren Arbeiten, da Pisko <sup>1)</sup> in seiner sehr schätzenswerthen Zusammenstellung des Wichtigsten aus dem Gebiete der Fluorescenzerscheinungen ein vollständiges Literaturverzeichniß gegeben hat.

#### 1. Morin-Thonerde-Lösung.

Wird der Morin-Thonerde-Niederschlag in mit Salzsäure angesäuertem Alkohol gelöst, so erhält man, wie Goppelsröder <sup>2)</sup> gezeigt hat, eine prachtvoll und sehr intensiv grün fluorescirende Flüssigkeit.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen, so erhält man eine malachitfarbene Fluorescenz, die sich mit gleicher Farbennuance bis weit in das Ultraviolett erstreckt und die Fraunhofer'schen Linien sehen läßt. — Die Fluorescenz beginnt auf der weniger brechbaren Seite ganz schwach schon vor *F* etwa bei 390 (85); von *F* an, welche Linie zu erkennen ist, wird die Fluorescenz deutlicher und nimmt nun zu bis 553 (113), wo

1) Pisko. Die Fluorescenz des Lichtes. Wien 1861.

2) Goppelsröder. Ueber eine fluorescirende Substanz aus dem Cubaholze. Verhandl. der naturf. Gesellsch. in Basel, IV, S. 736 und V, S. 111. Pogg. Ann. CXXXI, S. 464 und CXXXIV, S. 152.



das Maximum der Fluorescenz liegen mag; doch ist dieses Maximum nicht sehr stark ausgeprägt, indem noch weiterhin bis in die Gegend der Doppellinie *H* die Fluorescenz in der Stärke sich fast gleich bleibt. Bald nach *H*, etwa bei 876 (169) hört die Fluorescenz auf bedeutend zu seyn, doch bleibt sie noch merklich bis in die Gegend von 1200 (226); bei Anwendung von Quarzapparaten bis gegen 1400 (262). Die Linien im Violett und die ersten im Ultraviolett sind außerordentlich deutlich sichtbar.

Das Absorptionsspectrum entspricht genau der hier angegebenen Fluorescenzerscheinung. Die Absorption erstreckt sich nämlich auf den brechbarern Theil des Spectrums. Bei einer starken Lösung oder einer ziemlich dicken Schicht liegt die Gränze etwa in der Mitte zwischen *C* und *D*, und es geht nur Roth mit Orange durch; wenn die Schicht dünner oder die Lösung verdünnt wird, so rückt die Gränze an einem fort weiter gegen das Violett zurück, bis zuletzt das ganze Spectrum sichtbar wird.

Der Umstand, daß die hellste Stelle etwas vor *G* liegt, und daß im Violett die Fluorescenz wieder abnimmt, berechtigt nicht zu dem Schluß, daß die violetten Strahlen weniger stark die Fluorescenz erregen; es rührt dies in diesem Falle wohl einfach daher, daß schon die Intensität des auffallenden Lichtes gegen das Violett hin sehr bedeutend abnimmt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist vollkommen continuirlich; es beginnt schon in der Gegend vor 111 (37), wird deutlich bei 131 (40), hat das Maximum bei 333 (75); das deutliche Ende liegt bei 493 (102), doch geht schwaches Licht noch bis 513 (106).

In der *N*-Röhre ist die Fluorescenz brillant; wenn dieselbe spectralisch untersucht wird, so beginnt das Spectrum erst bei 180 (49), was offenbar damit zusammenhängt, daß das Licht des glühenden Stickstoffs im Vergleich mit dem Sonnenlicht verhältnißmäßig mehr Strahlen des brechbarern Theiles des Spectrums enthält.

In der Geißler'schen *H*-Röhre ist fast keine Fluorescenz zu bemerken.

Die erregenden Strahlen und die Strahlen des Fluorescenzlichtes liegen in Bezug auf Brechbarkeit fast ganz auseinander, weshalb das Fluorescenzlicht auch überall die gleiche Farbennuance zeigt, die stark erregenden Strahlen sind alle brechbarer als *F*, und das Spectrum des Fluorescenzlichtes geht nur mit seinem wenig intensiven Ende über *F* hinaus.

## 2. Naphtalinroth.

Schiendl in Wien hat zuerst das Verfahren zur Darstellung des Naphtalinrothes (in England Magdalaroth genannt) angegeben. Die ersten Versuche, diesen Farbstoff im Großen darzustellen, wurden von Durand bei Clavel in Basel ausgeführt. Das Material zu meinen Untersuchungen verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Durand. Das Naphtalinroth ist sowohl in Bezug auf seine chemischen als auch seine physicalischen, besonders optischen Eigenschaften von A. W. Hoffmann<sup>1)</sup> studirt worden.

Die alkoholische Lösung des Naphtalinrothes fluorescirt im directen Sonnenlicht mit einer schönen gelben Farbe; es ist dieß einer der Körper, welche am intensivsten die Eigenschaft der Fluorescenz besitzen. Wenn ein Cubikcm. Weingeist nur  $\frac{1}{400,000}$  Milligramm enthält, so ist die Fluorescenz noch merklich. Auch ist bei dieser Lösung der zuerst von Stokes beobachtete Umstand sehr deutlich zu sehen, daß die Stärke der Fluorescenz mit der Concentration nicht immerfort zunimmt, sondern daß von einem bestimmten Concentrationsgrade an bei noch stärkerer Concentrirung der Lösung die Intensität des Fluorescenzlichtes wieder abnimmt. Es zeigt sich dieß besonders deutlich, wenn man im Natriumlicht die Fluorescenz erregt; bei

1) A. W. Hoffmann. Ueber Theerfarben. Chemisches Centralblatt 1869, No. 44, S. 689. Bericht der deutschen chemischen Ges. Bd. 2, S. 374, 412.

einer gesättigten Lösung ist dieselbe kaum bemerkbar und tritt bei Verdünnung der Lösung deutlich auf.

Die Fluorescenz des Naphtalinrothes verschwindet weder bei Zusatz einer Säure, noch bei Zusatz von einem Alkali.

Wenn das Spectrum auf die freie Oberfläche projectirt wird, so sieht man die Fraunhofer'schen Linien mit außerordentlicher Schärfe <sup>1)</sup>. Die Fluorescenz beginnt schwach bei 139 (41), sie wird stark bei *D* und bleibt stark bis 221 (56); hier nimmt die Stärke etwas, doch nicht bedeutend ab und steigt zu einem zweiten etwas schwächeren Maximum wieder an, welches von *E* bis *b* geht. Von da an nimmt die Intensität der Fluorescenz sehr merklich ab und hat ihr Minimum etwas vor *G*; von da an steigt sie zu einem dritten der Helligkeit nach weit hinter den beiden andern zurückstehenden Maximum an, das kurz vor *H*, liegt. Fig. 2, Taf. IV giebt ein Bild dieser Fluorescenzerscheinung, wobei jedoch statt Schwarz eine gelbe Farbe auf dunklem Grund aufgetragen seyn sollte.

Die Absorptionerscheinung entspricht auch hier ganz genau der Fluorescenzerscheinung. Fig. 3 Taf. IV giebt ein Bild der Absorptionsspectrallinie, welche das Resultat von etwa 60 Bestimmungen ist; die drei Absorptionsmaxima die den drei Fluorescenzmaxima entsprechen, gehen sehr deutlich daraus hervor. Bei größerer Dicke als die, welche in der Zeichnung angenommen ist, rückt die Gränze der Absorptionsspectrallinie auf der weniger brechbaren Seite noch sehr bedeutend vor. Bei starken Lösungen, die ich untersuchte, und die bei der Reduction auf den Maassstab der Zeichnung einer Dicke entsprechen, die nahezu 6 Mal so groß ist als die in der Zeichnung angenommene, lag die Gränze von hell und dunkel zwischen *B* und *C* etwa bei 84 (32); solche Lösungen sind sehr brauchbar, wenn

1) Die Projection des Spectrums auf die Oberfläche einer Naphtalinlösung habe ich zuerst bei meinem Collegen J. Müller in Freiburg gesehen, der diesen Versuch vor mir anstellte.

man ein absorbirendes Medium haben will, das nur das äußerste Roth durchläßt.

Sieht man den gläsernen Trog mit der fluorescirenden Flüssigkeit von der Seite an, während das Spectrum von oben darauf geworfen wird, so kann man die Gestalt der Absorptionsspectrallinie mit der Einbiegung vor *E* sehr deutlich sehen.

In der Geißler'schen *H*-Röhre ist nur eine ganz schwache Fluorescenz bemerkbar; in der *N*-Röhre ist sie deutlich.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist continuirlich; es beginnt schon schwach bei 55 (27), wird deutlich bei 96 (34), hat das Maximum der Lichtintensität bei 171 (47); es erstreckt sich deutlich bis etwa 242 (60), und schwach bis 263 (63). Fig. 4, Taf. IV soll dieses Spectrum darstellen, wobei das Schwarz ersetzt seyn sollte durch die entsprechenden Farben, die man aber, da die Linien angegeben sind, sich leicht vorstellen kann.

Die Strahlen, welche die Fluorescenz erregen, und die Strahlen des Fluorescenzlichtes liegen in Bezug auf Brechbarkeit nicht vollkommen aus einander, sondern decken sich theilweise. Die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes, daß die Brechbarkeit des einfallenden Lichtes die obere Gränze der Brechbarkeit der Bestandtheile des dispersirten Lichtes (d. h. des Fluorescenzlichtes) sey, ergibt sich auch hier, indem im Spectrum des Fluorescenzlichtes das Grün fehlt, sobald die Fluorescenz durch wenig brechbares, z. B. durch gelbes Licht erregt wird. Auch ist das Fluorescenzlicht, das durch die Strahlen erregt wird, die vor *D* liegen, nicht rein gelb, sondern mehr röthlich.

Den vorhergehenden Abschnitt habe ich einer Ausarbeitung meiner Abhandlung vom Juli 1870 entnommen, deren Publication bis jetzt unterblieb, da ich vorerst die Untersuchung noch auf eine größere Anzahl von Stoffen ausdehnen wollte. Auch war damals schon nach im September 1869 angestellten Beobachtungen die Zeichnung der

Absorpti  
handlung

In ne  
lung über  
lich die  
des Nap  
für eine  
rem stim  
vollkom  
Betreff  
tion un  
sonders  
tigkeit  
kommen  
ten sch  
Resulta  
mit de  
oder au  
durch S  
setzt h  
Stoke  
Napht  
unter  
ein au  
hin re  
daß s  
Stoke  
tersuc  
gende  
Punct  
achtung  
Absch  
für d

1) S  
F  
C

Absorptionsspectrallinie entworfen, von welcher diese Abhandlung eine Copie in vergrößertem Maassstabe liefert.

In neuerer Zeit hat nun E. Lommel<sup>1)</sup> eine Abhandlung über Fluorescenz publicirt, in welcher er hauptsächlich die Resultate mittheilt, die er durch Untersuchung des Naphtalinrothes erhielt, und dieselben als Grundlage für eine Theorie der Fluorescenz verwerthet. In Mehre-rem stimmen die Resultate seiner sorgfältigen Beobachtungen vollkommen mit den meinigen überein, so namentlich in Betreff der drei sich entsprechenden Maxima der Absorption und Fluorescenz. In einem Punkte jedoch, der besonders für die Theorie der Fluorescenz von grosser Wichtigkeit ist, gehen unsere Resultate der Beobachtung vollkommen aus einander. Wie der obige Abschnitt zeigt, hatten schon die Ende 1869 und Anfang 1870 gefundenen Resultate, die sich hauptsächlich auf Versuche bezogen, die mit dem schon oben erwähnten Kasten angestellt waren, oder auf die Spectralanalyse des Fluorescenzlichtes, erregt durch Sonnenlicht, das farbig absorbirende Medien durchsetzt hat, mir die Ueberzeugung beigebracht, daß das Stokes'sche Gesetz seine volle Gültigkeit auch für das Naphtalinroth habe. Die Lommel'sche Behauptung, daß unter Umständen das Spectrum des Fluorescenzlichtes um ein augenfälliges Stück weiter nach der brechbaren Seite hin reiche als das Spectrum des erregenden Lichtes, und daß somit das Naphtalinroth eine Abweichung von dem Stokes'schen Gesetze zeige, veranlaßte mich, die Untersuchung über die optischen Eigenschaften des vorliegenden Körpers nochmals aufzunehmen und in einigen Punkten etwas zu erweitern. Die Folge dieser neuen Beobachtungen ist die, daß ich auch jetzt noch zu dem obigen Abschnitte über die Gültigkeit des Stokes'schen Gesetzes für das Naphtalinroth vollkommen stehen kann; doch wird

1) Sitzungsberichte der physikalisch-medizinischen Societät zu Erlangen. Sitzung vom 20. Februar 1871. Pogg. Ann. CXLIII. S. 26. Carl, Repert. VII. S. 65.

es nöthig seyn zur Begründung meiner Behauptung auf die Versuche etwas näher einzutreten.

Am anschaulichsten zeigt sich die Richtigkeit meiner Behauptung, wenn man mit dem schon mehrmals erwähnten und in meiner früheren Abhandlung im Durchschnitt abgebildeten Kasten experimentirt. Man wirft auf die Spalte des Kastendeckels entweder durch Drehung des Prismas oder durch Verschieben des Deckels die verschiedenen Farben eines reinen Spectrums und projecirt mit einer Linse ein scharfes Bild dieser Spalte auf die Oberfläche der Flüssigkeit. Diese ist zur Hälfte mit einer Platte aus weißem Thon zugedeckt, die genau im Niveau der Flüssigkeit steht, und es wird dafür gesorgt, daß das scharfe verkleinerte Bild der Spalte zur Hälfte auf die Thonplatte und zur Hälfte auf die Flüssigkeit fällt. Sieht man nun durch ein Prisma, dessen brechende Kante dem Spaltenbilde parallel läuft, nach der Flüssigkeitsoberfläche, so sieht man deutlich neben einander das abgelenkte erregende Licht und das Spectrum des Fluorescenzlichtes, und es können beide sehr leicht in Bezug auf Brechbarkeit mit einander verglichen werden. Wird nun zuerst violettes oder blaues Licht auf die Spalte geworfen, so sieht man deutlich, wie dieß in Fig. 5, Taf. IV angedeutet ist, das erregende Licht und das Spectrum des Fluorescenzlichtes in Bezug auf Brechbarkeit aus einander liegen. Läßt man nach und nach Strahlen von geringerer Brechbarkeit auf die Spalte fallen, so bleibt sich vorerst das Spectrum des Fluorescenzlichtes ganz gleich; nur liegt ihm das erregende Licht näher. Nimmt man erregendes Licht etwa von der Mitte zwischen *E* und *D*, so bildet das erregende Licht den Schluß des Fluorescenzspectrums, wie dieß in Fig. 6, Taf. IV angedeutet ist. Rückt man nun mit dem erregenden Lichte noch weiter nach dem rothen Ende des Spectrums vor, so wird das Fluorescenzspectrum verkürzt, und sein Ende geht zugleich mit dem erregenden Lichte zurück; es sieht gerade aus, als wie wenn das erregende Licht das Fluorescenzspectrum zurückzwischen

würde. Fig. 7, Taf. IV zeigt, wie es aussieht, wenn das erregende Licht innerhalb der Gränzen des Spectrums des Fluorescenzlichtes fällt.

Da das Fluorescenzspectrum sich nach der brechbarern Seite über die Linie *D* hinaus erstreckt, und das Licht von der Gegend *D*, wenn auch nicht mehr im höchsten Grade, doch immer noch stark die Fluorescenz erregt, so muß zur Entscheidung der vorliegenden Frage die Untersuchung des durch homogenes Natriumlicht erregten Fluorescenzlichtes besonders geeignet seyn. Nach den von Lommel angestellten Untersuchungen soll das Spectrum des durch Natriumlicht erregten Fluorescenzlichtes die gleiche Ausdehnung haben wie das des durch Sonnenlicht erregten. Die Anwendung des Spectralapparates gab mir hier kein zuverlässiges Resultat; das Fluorescenzlicht war so lichtschwach, daß zum Erkennen desselben im Spectralapparate die Spalte viel zu viel geöffnet werden mußte. Ich bediente mich deshalb statt des Spectralapparates der directen Beobachtung durch das Prisma und erreichte so den Zweck viel besser. Eine horizontal gestellte Spalte in einem Eisenblech wurde mit zwei Bunsen'schen Brennern, deren jeder mehrere Sodaperlen enthielt, beleuchtet. Das Bild dieser stark beleuchteten Spalte wurde ähnlich der des Kastendeckels auf die zur Hälfte mit einer Thonplatte zugedeckte Flüssigkeit projicirt. Wurde dann das so projecirte Spaltenbild durch eine Prisma beobachtet, so konnte man auf sehr augenfällige Weise sehen, wie das Fluorescenzspectrum keine brechbarern Strahlen enthält als das Natriumlicht. Bei diesem Versuch merkt man auch sehr deutlich, daß das durch Natriumlicht erregte Fluorescenzlicht rothgelb ist im Vergleich mit dem, welches das weiße Licht erzeugt. Es zeigt sich diess unter Anderem, wenn man in der Flamme des Bunsen'schen Brenners direct hinter der Spalte einen quer zur Spaltenrichtung hingehaltenen Platindraht zum Glühen bringt; im orangegelben Bild der Spalte zeigt sich dann an der entsprechenden Stelle ein mehr schwefelgelber Punct. Wie



die Farbenntüance des Fluorescenzlichtes und die Ausdehnung seines Spectrums sich ändert, wenn weißes Licht statt Natriumlicht auffällt, ist ferner auch dann zu erkennen, wenn man auf die erwähnte Spalte im Blech abwechselungsweise das Sonnenlicht auffallen läßt und wieder unterbricht, während die Beleuchtung durch die Natriumflamme stattfindet. — Die Anwesenheit von schwachem Licht im Spectrum des Fluorescenzlichtes jenseits der Linie *D*, das Lommel durch seine Beobachtung mit aller Bestimmtheit constatirte, mag darin seine Erklärung finden, daß das Natriumlicht des Bunsen'schen Brenners mit Kochsalzperle nicht ganz homogenes Licht ist, sondern auch noch Strahlen des brechbarern Theiles enthält, die theilweise von dem Kohlenstoffspectrum des Bunsen'schen Brenners herrühren, theilweise auch unter Umständen von dem glühenden Platindraht, wenn die Perle etwas weit in die Flamme gehalten wird.

Da Lommel seine Ansicht hauptsächlich auf die Spectralanalyse des Fluorescenzlichtes stützt, das erregt wird durch Sonnenlicht, welches ein rothes Kupferglas durchsetzt hat, so wurde auf die darauf bezüglichen Versuche besondere Aufmerksamkeit gerichtet. Schon im Octbr. 1869 hatte ich über diesen Punct Versuche angestellt und gefunden, daß wenn das erregende Licht nur durch *ein* rothes Glas geschickt wird, dann im Spectrum Roth, Gelb und auch noch etwas Grün zu bemerken sind; daß aber, wenn das erregende Licht durch *zwei* rothe Kupfergläser geht, eine bedeutende Reduction des Spectrums eintritt, so daß dasselbe nur noch etwa bis zu 177 (48) sich erstreckt. Neuerdings habe ich diese Versuche wiederholt und folgendes gefunden. Wird mit dem Lichte, welches durch *ein* rothes Kupferglas (No. 1) gegangen ist, die Fluorescenz erregt, so erhält man ein continuirliches Spectrum des Fluorescenzlichtes, das wie das Spectrum des durch Sonnenlicht erregten Fluorescenzlichtes bei 55 (27) schwach und etwa bei 96 (34) deutlich beginnt; das Maximum ist um eine sehr merkbare Größe nach vorn



verschoben und liegt bei 132 (40), das Ende des deutlichen Spectrums liegt bei 192 (51); ganz schwaches Licht erstreckt sich noch bis zu 221 (56). Der Umstand, daß das Ende des deutlichen Spectrums bei 192 (51) liegt, derselben Stelle, wo der Absorptionsstreif beginnt, eine Coincidenz, die besonders deutlich in die Augen fällt, wenn beide Spectren zugleich über einander im Spectralapparate beobachtet werden, so wie auch die sehr merkliche Verschiebung des Maximums scheinen mir sprechend für die Anwendbarkeit des Stokes'schen Gesetzes auch auf die vorliegende Substanz zu sprechen. Daß schwaches Licht noch von 102 (51) bis 221 (56) geht, kann nicht gegen meine Ansicht angeführt werden; es wird dasselbe offenbar erregt durch das Licht, das jenseits des Absorptionsstreifs zwischen 251 (61) und 449 (95) liegt, und das ja auch erregend wirken muß. Läßt man das Sonnenlicht durch zwei Kupfergläser gehen, so geht nur noch rothes Licht bis zu 192 (51) durch; dann hat das viel schwächere Fluorescenzlicht eine entschieden röthliche Nuance, und das Spectrum desselben ist sehr bedeutend reducirt, es beginnt erst bei 75 (30) (was offenbar von der geringern Intensität herrührt), geht ziemlich stark bis 119 (38), und noch schwach bis zu 180 (49). Auch hier zeigt sich also deutlich die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes.

Festes Rose Naphtaline zeigt keine Spur von Fluorescenz; das Benetzen mit Wasser ruft dieselbe nicht hervor; doch erscheint sie augenblicklich sehr stark, wenn mit Weingeist benetzt wird.

Um zu sehen, wie sich Gemenge fluorescirender Substanzen verhalten, wurde eine Lösung von Rose Naphtaline mit einer solchen von Morin-Thonerde versetzt.

Bei Projection des Spectrum auf diese Flüssigkeit zeigt sich vor *F* eine mehr gelbe, nach *F* gegen das Violett hin eine nahezu weißse Fluorescenzfärbung.

Geht das erregende Licht durch Kobaltglas, und wird zugleich die Fluorescenzerscheinung durch Kobaltglas beob-

achtet, so sieht man nichts von der gelben Fluorescenz, sondern nur die grüne der Morin-Thonerdelösung.

Wird das Fluorescenzlicht dieses Gemenges mit dem Spectralapparat untersucht, so sieht man deutlich zwei durch ein Minimum getrennte Maxima. Das Spectrum beginnt auf Seite des Roth schwach bei 67 (29), deutlich bei 88 (32), das erste Maximum liegt bei 172 (47), das Minimum bei 251 (61), das zweite Maximum bei 379 (83), das Spectrum hört auf bei 543 (111).

### 3. Oxydirtes Brasilin.

Schönbein<sup>1)</sup> hat gezeigt, daß wenn eine Brasilinlösung durch ein Ozonid oxydirt wird, eine schön gelb fluorescirende Substanz entsteht. Am schnellsten wird dieselbe dargestellt, wenn man etwas Bleisuperoxyd einer wässrigen Brasilinlösung zusetzt; durch Schütteln mit Luft wird in etwas längerer Zeit das gleiche erreicht.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeitsoberfläche geworfen, so findet man, daß die Fluorescenz schwach bei *D* beginnt, sie nimmt dann zu und erreicht das erste zugleich stärkste Maximum vor *E*, die hellste Gegend erstreckt sich nämlich etwa von 252 (61) bis nahe vor *E*. Die Fluorescenz nimmt dann wieder ab, und zwischen *G* und *H*<sub>1</sub> liegt ein relatives Minimum. Vor *H*<sub>1</sub> wird die Fluorescenz wieder stärker und bildet ein zweites schwächeres Maximum: bis ein wenig über *H*<sub>2</sub> hinaus bleibt die Fluorescenz ziemlich stark, nimmt dann ab und ist noch bemerklich bis in die Gegend von 1084 (206); bei Anwendung des beschriebenen Kastens ist die Fluorescenz bis in die Gegend von 1200 (226) bemerklich; fast ebenso weit bei Projection auf die freie Oberfläche mit Quarzapparaten.

Das Absorptionsspectrum entspricht vollkommen dieser Fluorescenzerscheinung. Wenn die Flüssigkeit bei mittlerer Concentration vor die Spalte des Spectralapparates gebracht wurde, zeigte sich ein Absorptionsstreif, der bei

1) Verh. der naturf. Ges. in Basel, IV, S. 814 und 819. Erdmann J., CII, S. 167.

211 (54) mit einem Halbschatten beginnt und dann von 253 (61) bis 298 (69) als dunkler Streif sich erstreckt, dann wird es heller bis etwas vor *F* wieder eine Absorption eintritt, die sich über den violetten Theil des Spectrums ausdehnt.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist gelb; im Vergleich damit ist die des Rose Naphtaline orange zu nennen.

Die Spectraluntersuchung dieses Fluorescenzlichtes läßt zwei Maxima erkennen, die durch ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum getrennt sind. Das Spectrum beginnt schwach bei 67 (29), deutlich bei 88 (32); das erste Maximum liegt bei 128 (39), das wenig ausgesprochene Minimum bei 188 (50), ein zweites Maximum liegt bei 231 (58), das Spectrum hört auf bei 272 (65). Der Umstand, daß dieses Spectrum nach dem Grün zu sich weiter erstreckt als das des vom fluorescirenden Naphtalinroth ausstrahlenden Lichtes, und daß nach der Linie *D* das Licht wieder etwas an Intensität zunimmt, erklärt die mehr gelbe Farbe dieses Lichtes gegenüber der gelbrothen des Rose Naphtaline.

Wird die Fluorescenz bei Anwendung des Kastens durch Licht aus der Gegend von *D* erregt, so besteht das Spectrum des Fluorescenzlichtes nur aus roth und gelb. Bei der Erregung durch blaues Licht sieht man deutlich roth, gelb und grün; es ist dieß eine Folge des Stokes'schen Gesetzes. Auch wenn man ein Linearspectrum durch ein Prisma analysirt, so sieht man sehr deutlich, daß das Spectrum des Fluorescenzlichtes auf der brechbarern Seite Roth, Gelb und Grün enthält; und daß dann nach der weniger brechbaren Seite erst das Grün und dann auch noch das Gelb schwindet.

In beiden Geißler'schen Röhren ist die Fluorescenz gering; etwas deutlicher immer noch in der *N*-Röhre.

Wird zu einer fluorescirenden Brasilinlösung Ammoniak zugesetzt, so verschwindet die Fluorescenz; die Flüssigkeit zeigt im durchfallenden Lichte eine stärkere rothe Färbung, und das Absorptionsspectrum ist ganz geändert;

der Absorptionsstreif ist bedeutend breiter, aber dafür schwächer; auch im Blau und Violett findet stärkere Absorption als früher statt.

Auch die festen Brasilinkrystalle fluoresciren sehr deutlich, und zwar besonders die, welche durch die Einwirkung des Lichtes eine etwas röthliche Farbe erhalten haben. Besonders schön sieht man den Krystall mit gelbrothem Lichte leuchten, wenn man auf ihn durch die Spalte des Kastens grünes Licht fallen läßt.

#### 4. Salpetersaures Chrysanilin.

Durch Hrn. Ed. Hoffmann, Chemiker in der Anilinfarbenfabrik von J. R. Geigy u. Co. in Basel, bin ich auf die Fluorescenz des salpetersauren Chrysanilins aufmerksam gemacht worden.

Löst man das salpetersaure Chrysanilin, das ein rothes Pulver bildet, in Aether allein auf, so beobachtet man keine Fluorescenz; doch tritt dieselbe sehr schön auf, sobald ein bischen Ammoniak zugesetzt wird. Säure hebt dann die Fluorescenz wieder auf. Ganz die gleiche Fluorescenz wird in noch viel höherem Grade erhalten, wenn das salpetersaure Chrysanilin in starker Schwefelsäure gelöst wird; in diesem Falle verschwindet die Fluorescenz wieder, wenn entweder ganz wenig Salpetersäure oder Ammoniak zugesetzt wird. Die Untersuchung hat gezeigt, daß die auf diese beiden sehr verschiedene Arten hervorgerufenen Fluorescenzen identisch sind.

Die Fluorescenzfarbe ist schön hellgrün.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeitsoberfläche projicirt, so sieht man die Linien sehr scharf und deutlich, besonders im violetten und ultravioletten Theile.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 317 (72), sie wird deutlich bei 373 (82) und nimmt dann noch zu bis 543 (111). Doch ist dieses Maximum nicht mit Bestimmtheit anzugeben, da von bald nach *F* bis etwas über *H*<sub>2</sub> hinaus die Fluorescenz sich ziemlich gleich stark bleibt;

die Fluorescenz hört im ultravioletten Theile etwa bei 1228 (231) auf. Die Linie *N* ist noch sichtbar.

Die Absorptionsverhältnisse entsprechen der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Es tritt kein besonderer Absorptionsstreif auf, sondern die Absorption erstreckt sich über den ganzen brechbarern Theil des Spectrums. Bei einer ziemlich starken Lösung fängt die vollkommene Absorption an etwa in der Mitte zwischen *E* und *F*; bei der Verdünnung rückt die Gränze nach der violetten Seite weiter zurück.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt nur ein Maximum. Es beginnt dasselbe schwach bei 88 (32) und wird deutlich bei 108 (36). Das Maximum ist nicht gut anzugeben, da die Lichtstärke von 149 (43) bis zu 376 (82) ziemlich gleich stark ist, doch mag es etwa bei 293 (68) liegen. Das deutliche Spectrum hört auf bei 477 (100); ganz schwaches Licht geht noch bis 498 (103).

In der Geißler'schen *N*-Röhre erhält man eine brillante gelbgrüne Fluorescenz; in der *H*-Röhre ist dieselbe kaum bemerkbar.

Das feste Chrysanilin fluorescirt nicht.

##### 5. Thiomelansäure.

Es ist eine längst bekannte Thatsache, daß man eine schmutzig grün aussehende Flüssigkeit erhält, wenn Schwefelsäure auf Alkohol einwirkt. Erdmann<sup>1)</sup> gab der Substanz, die das Schlusresultat bildet, den Namen Thiomelansäure, so daß wir unsere Flüssigkeit als Lösung der Thiomelansäure in Schwefelsäure auffassen können, ohne zu behaupten, daß dieselbe dadurch nach ihrer chemischen Constitution genau bezeichnet sey. Durch meinen Freund und Collegen Goppelsröder bin ich darauf aufmerksam gemacht worden, daß es sich hier um eine Fluorescenzerscheinung handelt, und in Folge dessen habe ich diesen optisch sehr interessanten Körper etwas näher untersucht.

Fällt auf diese Flüssigkeit starkes Tageslicht oder nicht

1) Erdmann, Jour. f. pract. Chemie XXI, S. 291.

concentrirtes Sonnenlicht auf, so sieht die Fluorescenzfarbe schmutzig grün aus, wird das Licht in dem Brennpunkt einer Linse concentrirt, so erscheint die Fluorescenz mehr gelb.

Wirft man das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit, so zeigt sich eine für den ersten Augenblick höchst auffallende Erscheinung. Man sieht nämlich ein Spectrum, das alle Farben des Spectrums in der gewöhnlichen Reihenfolge zeigt; nur sind die Farben etwas weniger rein, und statt des violetten haben wir ein etwas ins bläuliche spielende weißes sogenanntes lavendelblaues Licht.

Ich glaubte vorerst, daß ich es im vorliegenden Fall mit einer trüben Flüssigkeit zu thun habe, die einfach das auffallende Licht zerstreugend reflectirt, bemerkte aber bald an der Lage der Fraunhofer'schen Linien, daß dem nicht so sey. Die Farbe war nämlich roth bei *C*, orange bei *D*, gelb bei *E*, grün bei *F*, blau in der Mitte von *F* und *G*, und dann lavendelblau von *G* an, und zwar so, daß nach dem Ultravioletten hin die blaue Nuance immer mehr ins Weißse überging.

Die Fluorescenz beginnt bei 83 (31), ist sehr stark von *E* bis *H*<sub>1</sub>; von da an nimmt sie sehr merklich ab, bleibt aber noch sichtbar bis 1200 (226).

Der Zusammenhang von Absorption und Fluorescenz ist auch hier sehr deutlich zu erkennen; die Flüssigkeit zeigt nämlich eine sehr starke Absorptionsfähigkeit für den brechbarern Theil des Spectrums. Bei starker Concentration geht nur Roth und Orange durch bis in die Mitte zwischen *C* und *D*; wird dann die Schicht verkleinert oder die Flüssigkeit verdünnt, so rückt die Gränze immer weiter nach dem Violett hin. Die Absorptionserscheinung ist sehr ähnlich derjenigen der Morinthonerdelösung.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt gar keine Intermittenz; es nimmt von der rothen Seite her nach und nach zu, bleibt während einiger Zeit auf ziemlich gleicher Stärke und nimmt dann nach Violett hin wieder ab, um sehr allmählig zu verschwinden.

Der Anfang liegt bei 75 (30), bei 99 (34) fängt das Licht an deutlich zu werden, von 127 (39) bis 333 (75) bleibt sich die Helligkeit ziemlich gleich, so daß das Maximum nicht leicht zu bestimmen ist, es mag etwa bei 268 (64) liegen. Das Spectrum erstreckt sich deutlich bis 514 (106) und ganz schwach bis 576 (117).

Es handelte sich nun darum, die verschiedene Ausdehnung des Spectrums des Fluorescenzlichtes zu erhalten bei Erregung durch verschiedene Strahlen.

Am übersichtlichsten zeigt sich dieser Zusammenhang, wenn man ein lineares Spectrum seitlich durch ein Prisma betrachtet. In diesem Falle erhält man ein Bild, wie es Fig. 8, Taf. IV andeutet, wo versucht wurde, die relative Lichtstärke durch Schattirung anzugeben; je stärker die Schattirung, um so heller ist die betreffende Stelle. Man sieht aus dieser Figur sehr deutlich, daß jenseits *G* Licht erregt wird, das alle Strahlen des Spectrums, das äußere Roth und das äußere Violett ausgenommen, enthält; der Eindruck, den die Gesamtheit dieses Lichtes hervorbringt, ist somit nahezu weiß. In dem Lichte, das von der Mitte zwischen *F* und *G* ausstrahlt, fehlt das Violett, das Blau ist verhältnißmäßig stark; grün und roth, die auch vorhanden sind, heben sich auf; der Gesamteindruck ist somit blau. In ähnlicher Weise erklären sich die übrigen Farben des Fluorescenzlichtes. Sie folgern sich vollkommen aus dem Umstande, daß entsprechend dem Stokes'schen Gesetze dasjenige Licht immer fehlt, welches brechbarer ist als das erregende, und daß die weniger brechbaren Strahlen verhältnißmäßig stärker hervortreten, je mehr sich das erregende Licht in der Brechbarkeit ihnen nähert. Dieß letztere zeigt sich besonders deutlich beim Roth des Fluorescenzlichtes, das nur schwach vertreten ist in dem in der Gegend von *H* erregten Lichte und um so deutlicher hervortritt, je näher wir zu der Gränze der Fluorescenz auf der rothen Seite kommen.

Sehr deutlich läßt sich ferner der Zusammenhang der erregenden und erregten Strahlen studiren mit Hülfe des



schon wiederholt erwähnten Kastens, wenn man auf die Spalte desselben nach einander die verschiedenen Strahlen des Spectrums fallen läßt und das Bild dieser Spalte mit einer Linse auf die Flüssigkeit im Glastrog so projectirt, daß es zur Hälfte auf eine matte Thonplatte und zur Hälfte auf die Flüssigkeit fällt. Die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes für diese Substanz ergibt sich bei diesem Versuche aufs allerdeutlichste.

Werden auf den Deckel des Kastens zwei Spectren mit zwei Prismen geworfen, so daß die eine Hälfte der Spalte Licht aus der Gegend von *C*, die andere Licht aus der Gegend zwischen *G* und *H* erhält, so zeigt sich auf der Oberfläche der Flüssigkeit ein Streif von Fluorescenzlicht, der zur Hälfte roth, zur Hälfte bläulich und in Folge des Contrastes grün ist; wird dasselbe durch ein Prisma analysirt, so giebt der rothe Streif nur Roth, der grüne aber ein Spectrum, das von Roth bis Blau geht, das Roth jedoch nur schwach.

Läßt man das erregende Licht durch verschiedene absorbirende Medien gehen, so zeigen sich die folgenden auffallenden, aber aus den erwähnten Thatsachen leicht erklärbaren Erscheinungen.

Geht das erregende Licht durch ein rothes Glas (No. 1), so haben wir eine ganz schwache rothe Fluorescenz, deren Spectrum von 75 (30) bis 155 (44) sich erstreckt.

Geht das erregende Licht durch ein dunkelgelbes Glas (No. 9), so ist das Fluorescenzlicht orange; sein Spectrum beginnt bei 75 (30), hat die größte Lichtstärke bei 147 (43) und erstreckt sich bis 366 (81).

Geht das erregende Licht durch ein hellgelbes Glas (No. 10), so ist das Fluorescenzlicht gelb; sein Spectrum beginnt bei 75 (30), hat die größte Lichtstärke bei 208 (54) und erstreckt sich bis 502 (104).

Geht das erregende Licht durch ein grünes Glas (No. 8), so ist das Fluorescenzlicht grüngelb; das Spectrum beginnt bei 87 (32), hat das Maximum bei 229 (57) und das Ende bei 354 (78).



Geht das erregende Licht durch ein blaues Glas (No. 3), so ist das Fluorescenzlicht grün; das Spectrum beginnt bei 111 (37), hat die größte Helligkeit bei 342 (76) und das äußerste Ende bei 576 (117).

Geht das erregende Licht durch ein violetttes Glas (No. 5), so ist das Fluorescenzlicht bläulichweiß, das Spectrum beginnt bei 111 (37), hat die größte Lichtstärke bei 354 (78), geht deutlich bis 543 (111) und schwach noch etwas weiter.

Dafs die Spectren nicht immer bei 75 (30) beginnen, erklärt sich aus dem Umstande, dafs die blauen und violetten Strahlen das Roth nur in sehr geringem Grade erregen.

In der Geißler'schen Wasserstoffröhre sieht man eine kaum merkliche Spur von Fluorescenz; in der Geißler's-Stickstoffröhre erhält man eine starke gelbgrüne Fluorescenz; das Spectrum dieses Fluorescenzlichtes ist besonders hell im Grün.

Goppelsröder hat aufser dem Aethylalkohol auch noch andere Alkohole mit Schwefelsäure behandelt und dann ganz ähnlich fluorescirende Flüssigkeiten erhalten. Meine Untersuchungen haben ergeben, dafs die Fluorescenz nicht immer in gleichem Grade ausgesprochen ist, und dafs auch die Gränzen der Fluorescenz nicht immer ganz gleich liegen. Ich kann jedoch hierüber noch nichts bestimmtes angeben, bevor weitere Untersuchungen über diesen Punkt angestellt sind.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

### III. *Studien über amorphe Kieselsäure und deren Abscheidung aus wässrigen Lösungen;* *von O. Maschke.*

Mischt man eine Lösung kiesel-sauren Alkalis mit einer Säure, so ändert sich das Verhalten nach dem Grade der Verdünnung, der Quantität der Säure, nach der Höhe der angewendeten Temperatur und der Reihenfolge des Zusammenmischens.

Sind beide Flüssigkeiten stark verdünnt und die Säure im Ueberschuß, so ist es gleichgültig, welche von den Flüssigkeiten in die andere gegossen wird; das Gemisch bleibt selbst nach längerer Zeit vollkommen klar.

Sind die Flüssigkeiten concentrirter, so ist es rathsam, die Lösung des kiesel-sauren Alkalis in die Säure zu gießen, weil bei geringen Mengen überschüssigen kiesel-sauren Alkalis ein überaus schnelles Gelatiniren erfolgt. Es kann auch ein schwach übersäuertes Gemisch, das sich Tage lang unverändert erhalten würde, sofort zum Erstarren gebracht werden, sobald man nachträglich etwas kiesel-saures Alkali im Ueberschuß hinzufügt. Es ist dieses Verhalten sehr zu beachten, wenn man eine Lösung von kiesel-saurem Alkali neutralisiren will; dabei ist ferner zu bedenken, daß eine wässrige Lösung reiner Kieselsäure, wie Graham gezeigt, sauer reagirt. Benutzt man also bei dieser Operation Lakmus, so ist gegen das Ende auch *rothes* Papier anzuwenden; eine Lösung von Haematoxylin zeigt sich ebenfalls ganz zweckmäßig. Um den Neutralisationspunkt annähernd, d. h. mit der Gewißheit zu finden, daß nur noch Spuren von freier Schwefelsäure oder Salzsäure vorhanden sind, bediene ich mich folgender Methode: Die Politur einer Marmorplatte wird durch wässrige Kieselsäurelösung nicht angegriffen; es ist also nur nöthig, während des Neutralisirens von Zeit zu Zeit einen Tropfen auf eine solche Platte zu bringen und die-

sen Tropfen mit Hülfe einer Lupe zu beobachten; tritt die Kohlensäureentwicklung nur noch äußerst schwach auf, so ist bei weiterem Zusatz von kieselсаurem Alkali vorsichtig zu verfahren. Schließlich erreicht man einen Punkt, wo nach Entfernung des Tropfens nur eine sehr geringe Aetzung der Platte im reflectirten Lichte erkennbar ist.

Nachstehende Versuche mögen zur Erläuterung dienen:

- 1) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure wurde mit  
4 CC. kieselсаurer Natronflüssigkeit von solchem Natrongehalt ( $0,1 \text{ SiO}_2$  und  $0,1 \text{ NaHO}$  in 1 CC.) versetzt, daß die Schwefelsäure nur in sehr geringem Ueberschuß blieb. Die Marmorplatte wurde unter sichtbarer, aber langsamer Kohlensäureentwicklung angegriffen.
- 2) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure } wie bei No. 1.  
4 CC. kieselсаure Natronflüssigkeit }  
Hierzu einige Tropfen Aetznatronflüssigkeit ( $0,01 \text{ NaHO}$  in 1 CC.). Die Kohlensäureentwicklung auf der Marmorplatte ist nicht erkennbar, nach 5 Minuten dagegen sehr schwache Aetzung, namentlich in der Peripherie des Tropfens.

Haematoxylinlösung unverändert.

Blaues Lakmuspapier zuerst weinroth, dann stark geröthet.

Weinrothes Lakmuspapier sofort stärker geröthet; läßt man aber einen Tropfen auf diesem Papier unter einer Glasglocke eintrocknen, so zeigt sich auf der Rückseite der Tropfenstelle ein schwach blauer Ring. Dieselbe Erscheinung zeigt auch die durch Dialyse dargestellte Kieselsäurelösung; sie scheint eine Affinität der Kieselsäure für andere Säuren anzudeuten. Ich habe aber auch beobachtet, daß reines schwefelsаures Natron, zuerst in angesäuertem und dann in reinem ammoniakfreiem Wasser umkrystallisirt, in gesättigter Lösung etwas alkalisch auf Lakmus reagirt; Haematoxylinlösung dagegen wurde nicht merklich afficirt.

- 3) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure } wie bei No. 1.  
 4 CC. kiesel-saure Natronflüssigkeit }

Hierzu 2 bis 3 Tropfen Aetznatronflüssigkeit mehr, als bei No. 2.

Aetzung der Marmorplatte nicht wahrnehmbar.

Haematoxylinlösung unverändert.

Blaues Lakmuspapier wird weinroth.

Schwach tingirtes weinrothes Lakmuspapier erst nach einigen Secunden sich stärker röthend; auf der Rückseite der Tropfenstelle sehr bald ein schwach blauer Ring.

- 4) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure } wie bei No. 1.  
 4 CC. kiesel-saure Natronflüssigkeit }

Hierzu 1 bis 2 Tropfen Aetznatronflüssigkeit mehr, als bei No. 3.

Haematoxylinlösung färbt sich blau.

Blaues Lakmuspapier wird schwach weinroth.

Schwach tingirtes weinrothes Lakmuspapier wird nach wenigen Augenblicken gebläut.

Ich habe die vorstehenden vier Gemische gleichzeitig benutzt, um auch die Zeit ihres Erstarrens zu beobachten:

- 1) Nach *drei Tagen* erschien die Lösung schwach opalisirend und dickflüssig; am Abend des vierten Tages bildete das Ganze eine weiche Gallerte. Beim Erhitzen zum Kochen entstand kein Gelatiniren.
- 2) Nach *12 Stunden* war die vollkommen klare Flüssigkeit zu einer dickflüssigen Gallerte geronnen. Wurde eine kleine Quantität der klaren Flüssigkeit bis zum Kochen erhitzt, so trat das Gelatiniren schon nach wenigen Secunden ein.
- 3) In *wenigen Minuten* wurde die Flüssigkeit dicklich und erstarrte dann sehr schnell zu einer festen Gallerte.
- 4) Es bildete sich eine sehr feste Gallerte in so überaus kurzer Zeit, daß die Haematoxylinlösung zu der noch sauren Flüssigkeit hinzugefügt werden mußte, um den Eintritt der Färbung beobachten zu können.

Da in No. 3 der Neutralisationspunkt offenbar erreicht war, die Flüssigkeit also nichts weiter enthielt, als Kieselsäure in löslicher Form und neutrales schwefelsaures Natron, so ergibt sich, wie man das auch auf anderem Wege nachweisen kann, daß reine *Kieselsäurelösung durch ein neutrales Salz fällbar ist.*

No. 4 lehrt, daß die *Fällung durch überschüssiges Alkali außerordentlich beschleunigt*, No. 1 und 2 dagegen, daß *sie durch einen geringen Ueberschuß von Säure verzögert wird.*

Die *Beschleunigung* hat in dem vorliegenden Falle ihren Grund offenbar in der Bildung eines eigenthümlichen Silicates (Liebig's Ann. Bd. 45, S. 40), das durch schwefelsaures Natron *leichter* gefällt wird als reine Kieselsäure, während die *Verzögerung* vielleicht durch die Bildung einer Verbindung von Kieselsäure mit Schwefelsäure veranlaßt wird — einer Verbindung, die durch schwefelsaures Natron *schwieriger* gefällt wird, als reine Kieselsäure.

Wie Schwefelsäure verhalten sich auch andere Säuren, so Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure, Weinsäure. Die *Verzögerung der Fällung nimmt durch einen größeren Zusatz von Säure nicht zu, sondern wieder ab.* Es zeigt sich dieses sehr deutlich aus folgenden Versuchen:

50 CC. Schwefelsäure von 1,115 sp. G. bei 15° C. wurden zu 1 Litre verdünnt und mit 325 CC. einer verdünnten Lösung von kieselsaurem Natron so weit neutralisirt, daß rothes Lakmuspapier nicht gebläut und blaues nur schwach geröthet wurde. Von diesen 1325 CC. wurden gemischt:

1) 132 CC. mit 10 CC. Wasser

2) 132 " " 9 " " u. 1 CC. Schwefels. (1,115 sp. G.)

3) 132 " " 8 " " " 2 " " "

4) 132 " " 7 " " " 3 " " "

5) 132 " " 6 " " " 4 " " "

6) 132 " " 5 " " " 5 " " "

7) 132 " " 0 " " " 10 " " "

Eine gewisse Quantität dieser sieben verschiedenen Gemische wurde in gut verschlossenen Gefäßen bei Seite gestellt und nun die Zeit des Erstarrens täglich beobachtet.

- |  |                          |
|--|--------------------------|
| 1) gelatinirte vollständig in . . . . .  | 12 Stunden               |
| 2 und 3) Die Ausscheidung begann bei beiden in nicht zu unterscheidender Stärke in . . . . . | 9 Monaten                |
| 4 und 5) Die Ausscheidung bei fünf deutlicher als bei vier in . . . . .                      | 7 $\frac{1}{2}$ Monaten  |
| 6) Die Ausscheidung . . . . .  | 6 $\frac{1}{2}$ Monaten  |
| 7) Die Ausscheidung . . . . .  | 4 $\frac{1}{2}$ Monaten. |

Die Erstarrung der Gemische trat viel früher ein, wenn sie einer erhöhten Temperatur ausgesetzt wurden. Merkwürdiger Weise kehrt sich dann aber die Reihenfolge des Erstarrens um, so daß No. 2 nur einige Tage früher gelatinirt, als No. 7. Es wurde nämlich von den bezeichneten Gemischen ein kleiner Theil sofort in Glasröhren eingeschmolzen und in einem Holzbottig der Einwirkung von circa 95°C. heißen Wasserdämpfen ausgesetzt. Die Resultate waren folgende:

- |   |         |
|---|---------|
| No. 2. Klare, schwach opalisirende Gallerte in . . . . .                | 1 Tag   |
| No. 3, 4, 5. Klare, schwach opalisirende Gallerte in . . . . .          | 2 Tagen |
| No. 6. Sehr weiche, beim Neigen leicht herabfließende Gallerte in . . . | 3 Tagen |
| No. 7. Gallertartige Flüssigkeit in . . .                               | 4 Tagen |
| Erst am fünften Tage wurde die Consistenz, wie bei No. 6.               |         |

Wenn man die Bildung einer Verbindung von flüssiger Kieselsäure mit Schwefelsäure zugiebt, so ließe sich das vorstehende Verhalten dadurch erklären, daß jene Verbindung beim Erhitzen in flüssige Kieselsäure und Schwefelsäure zerfällt und daß dann also schwefelsaures Natron und Schwefelsäure nur auf Kieselsäure allein einwirkt.

Daß beim Mischen einer alkalischen Kieselsäurelösung

mit einer Säure der Verdünnungsgrad der Flüssigkeiten von größtem Einfluß auf die Abscheidung der Gallerte ist, darf ich, als hinlänglich bekannt, nicht besonders nachweisen.

Der Ausscheidung der Kieselsäuregallerte pflegt stets eine schwache Opalisirung voranzugehen, die je nach der Concentration der Flüssigkeit bis zu einem gewissen Grade zunimmt. Es tritt alsdann bei sauren Flüssigkeiten — bei gewöhnlicher oder erhöhter Temperatur — ein Zeitpunkt ein, wo bei völliger Dünnflüssigkeit eine große Menge durchsichtiger, formloser, außerordentlich leicht übersehbarer Flöckchen abgeschieden wird, die jedoch beim Umschütteln an der inneren Wandung des Glases, indem sie träger als die Flüssigkeit herabgleiten, erkannt werden können. Diese Flöckchen vereinigen sich in stark verdünnten Flüssigkeiten nach und nach zu einem Absatz, der endlich Klumpen bildet; in concentrirteren Flüssigkeiten aber entsteht eine zusammenhängende, mehr oder weniger feste bis dröhnende Gallerte; diese contrahirt sich schließlic und zeigt auf ihrer Oberfläche, je nach ihrer Consistenz eine mehr oder weniger starke Schicht klarer Flüssigkeit.

Es ist schwierig, die Gallerte durch Auswaschen von den fremden Bestandtheilen völlig zu befreien. Hat man sie durch einen Ueberschuß von Salzsäure — was wohl am zweckmäßigsten erscheint — abgeschieden, so muß das Waschen nicht allein so lange fortgesetzt werden, bis das Waschwasser keine Reaction mit Silber zeigt, sondern auch so lange, bis ein Theil der Gallerte durch Zusatz von Ammoniak, Abdampfen bis zur Trockne und Aufnahme des Rückstandes mit Wasser keine Chlorreaction liefert.

In einer kleinen Arbeit, die 1855 in der Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft unter dem Titel: „Vorläufige Mittheilungen über Kieselsäurehydrat und die Bildungsweise des Opals und Quarzes“ veröffentlicht wurde, habe ich gezeigt, daß eine gut ausgesüßte Kieselsäuregallerte sich verflüssigt, wenn man sie in zugeschmolzenen Glasröhren längere Zeit im Wasserbade erhitzt. Der Ge-

halt einer solchen Flüssigkeit wechselt natürlich, je nach der Consistenz der verwendeten Gallerte; so fand ich in 100 Theilen 1,96 — 2,49 — 3,82.

Ich zeigte, daß eine solche Lösung durch Alkohol nicht gefällt wird, daß concentrirte Salzlösungen ein Gelatiniren bewirken, daß sie bei freiwilligem Abdunsten dick syrupartig wird, dann zu einer weichbrüchigen durchsichtigen Masse erstarrt und durch weiteres Austrocknen hartbrüchige durchsichtige Platten bildet etc.

Schon damals erwähnte ich, daß es nicht möglich sey, durch Abdampfen krystallisirte, wasserfreie Kieselsäure darzustellen.

Später wurden diese Versuche in folgender Weise ausgedehnt: Es wurde die in angegebener Weise dargestellte Kieselsäurelösung in einem schmalen Reagensgläschen in dem freien Raum einer circa 8 Litre haltenden und zur Hälfte mit englischer Schwefelsäure angefüllten Flasche vermittelst eines gut schließenden Korkes aufgehängt. Nach 5 *Monaten* war die Lösung so weit abgedampft, daß sie zu einer sehr beweglichen, vollkommen klaren Gallerte erstarrte; auf dem Boden des Reagensgläschen lagen kleine Blättchen und spiefsartige Bruchstücke von Kieselsäure, die von der Glaswandung herabgefallen waren. Der Inhalt wurde endlich schwerflüssig und trocknete dann zu durchsichtigen Blättchen ein. Eine Krystallbildung war durch das Mikroskop, auch unter Anwendung polarisirten Lichtes, nicht wahrzunehmen.

Ein zweiter Versuch wurde in der Weise angestellt, daß die Kieselsäurelösung mit Kohlensäure gesättigt und auch die Luft der Schwefelsäureflasche durch Kohlensäure verdrängt wurde. Das Ganze wurde dann an einem kühlen Orte unter zeitweiliger Erneuerung der Kohlensäure bei Seite gestellt. Es geschah diese Abänderung, weil gallertartige Kieselsäure in kohlensäurehaltigem Wasser weniger löslich ist, als in reinem Wasser. Die so behandelte Kieselsäurelösung war nach Verlauf von 14 *Monaten* auf ein geringes Volumen abgedunstet und erschien nun



gallertartig. Die Gallerte zerklüftete, wurde weißlich und trocknete endlich zu unregelmässigen, durchsichtigen Blättchen ein. Auch jetzt war keine Spur von Krystallisation zu erkennen.

Eine recht feuchte, reine Kieselsäuregallerte derselben Behandlung unterworfen, war nach 10 *Monaten* zu opalartig durchscheinenden grösseren Stücken zusammengetrocknet, die stark der Zunge adhärirten, durch Befeuchten milchweiss wurden und dabei Risse erhielten. Ihre Härte schien etwas bedeutender zu seyn, als die der gewöhnlichen durch Abdunsten der freien Luft erhaltenen Kieselsäure; die Bruchfläche war fast glänzend.

Wurde Kieselsäurelösung mit etwas Salzsäure versetzt und auf einem grossen Uhrglase über Schwefelsäure abgedampft, so resultirten grosse durchsichtige Blättchen mit schneckenförmig gewundenen oder fast kreisförmigen Rissen auf der Oberfläche, die jedoch auch beim Eintrocknen reiner Kieselsäurelösungen auftreten. Der Versuch hatte *einen Monat* gedauert. Auch hier konnte nichts Krystalinisches wahrgenommen werden.

Durch einen besonderen Vorversuch war ferner festgestellt worden, dass die durch Erhitzen in zugeschmolzenen Kölbchen dargestellte Kieselsäurelösung durch Hineinpressen von Kohlensäure bis auf 7 Atmosphären Druck und durch ein mehrtägiges Verweilen unter einem solchen Druck keine Veränderung zeige. Es wurde nun ein kupferner, circa 6 Litre haltender, mit Manometer versehener Cylinder zu  $\frac{2}{3}$  mit Chlorcalcium gefüllt und darin ein kleines, mit Papier lose überdecktes, Kieselsäure enthaltendes Bechergläschen aufgestellt. Nach Verdrängung der atmosphärischen Luft durch Kohlensäure wurde letztere bis zu 6 Atmosphären Druck hineingepresst. Nach 6  $\frac{1}{2}$  *Monaten* hatte die Spannung auf 5 Atmosphären nachgelassen. Der Apparat, der an einem gleichmässig kühlen Orte gestanden, wurde nun auseinander genommen. Es zeigte sich, dass die Verdampfung bei diesem Druck ausserordentlich langsam statt-

gefunden hatte; noch circa  $\frac{1}{3}$  des ursprünglichen Volumens war in dem Bechergläschen vorhanden. Sowohl an der Wandung des Glases, wie in der opalisirenden noch leicht beweglichen Flüssigkeit war nichts vorhanden, was auf eine Krystallisation hindeutete; die schwachen ringförmigen Abscheidungen von Kieselsäure an der inneren Glaswandung waren von derselben Beschaffenheit, wie die beim Abdampfen unter gewöhnlichem Luftdruck gebildeten; sie erschienen amorph und durchsichtig. —

Im Jahre 1861 zeigte Graham (Pogg. Ann. Bd. 114 S. 187) die Darstellung von Kieselsäure in flüssiger Form durch Dialyse. Einige Angaben über das Verhalten dieser Flüssigkeit (Liebig's Ann. Bd. 45 S. 36) standen jedoch im Widerspruch mit dem, was ich an meiner eigenen Kieselsäureflüssigkeit beobachtet hatte und veranlafte mich daher zu einer erneuten Durchsicht. Zunächst fand ich, daß auch meine Lösung, wie wohl nur sehr schwach sauer auf blaues Lakmuspapier reagire <sup>1)</sup>.

Wurde ein Tropfen meiner Lösung auf *rothes* Lakmuspapier gebracht, so bildete sich nach und nach in der Peripherie des Tropfens eine bläuliche Färbung, die sich endlich bis zur Mitte erstreckte, beim Eintrocknen aber fast vollständig wieder verschwand.

Wurde die Kieselsäurelösung mit einer verdünnten Haematoxylinlösung versetzt, so blieb sie zuerst farblos; nach einiger Zeit wurde sie aber blau und endlich roth; die rothe Flüssigkeit wurde durch weiteren Zusatz von Haematoxylin noch intensiver gefärbt. Diese Haematoxylinreaction brachte nun Licht in das Ganze. Offenbar enthielt die nach meiner Methode dargestellte Kieselsäurelösung eine sehr geringe Menge Alkali und diese konnte nur durch eine Zersetzung des Glases während des Erhitzens in die Flüssigkeit gelangt seyn. Um dieses durch directen Versuch zu bestätigen, wurde zuvörderst destillir-

1) Kieselsäuregallerte, lufttrockne Kieselsäure, sowie geglühte amorphe Kieselsäure, letztere beide unter Zufügung eines Tropfen Wassers, rüthen das Lakmuspapier überraschend stark.

tes Wasser in eine Kali- und in eine Natronglasröhre eingemolzen und drei Tage lang in derselben Weise erhitzt, wie es früher mit der Gallerte geschah. Geöffnet zeigte das Wasser eine stark alkalische Reaction; doch war die der Kaliröhre weniger auffallend. Es wurde ferner in eine vollkommen dicht verschließbare kleine Zinnbüchse dünnflüssige Kieselsäuregallerte gethan und diese drei Tage lang in Wasserdämpfen von nahezu 100°C. erhitzt. Beim Oeffnen der Büchse zeigte sich die Gallerte *nicht* verflüssigt; wurde dieser Versuch aber so abgeändert, daß man zu der Gallerte einige Stückchen einer Natronglasröhre legte, so war sie nach dreitägigem Erhitzen vollständig verschwunden. Die entstandene Flüssigkeit opalisirt, wie das auch bei den früheren Lösungen mehr oder weniger der Fall war und erzeugte sogar auf rothem Lakmuspapier einen sehr deutlichen blauen Fleck; die Lösung enthielt also mehr Natron, als die früheren, offenbar deshalb, weil die Angriffsfläche des Glases eine größere geworden. Läßt man übrigens eine etwas Alkali haltige dünnflüssige Gallerte Monate lang bei gewöhnlicher Temperatur unter öfterem Umschütteln stehen, so entsteht ebenfalls eine vollständige Lösung. Daß Glas durch kochendes Wasser angegriffen wird, ist zwar eine bekannte Thatsache; ich muß aber gestehen, daß die Leichtigkeit, mit der es geschieht, mir vollkommen überraschend war. Nun wurde mir auch sofort ein zweiter Irrthum in meinen 1855 publicirten vorläufigen Mittheilungen klar. Ich theilte darin mit, daß die mit Bindfaden umwickelten, mehrere Tage lang in Brunnenwasser erhitzten Glasröhren auf ihrer Oberfläche einen erhabenen, vollkommen durchsichtigen, harten, in Kalilauge unlöslichen Abdruck des Bindfadens zeigten und erklärte diesen Abdruck für eine Quarzbildung. Nach dem Vorstehenden war zu vermuthen, daß diese Abbildung des Bindfadens mit seinen Windungen und Fäserchen nichts weiter sey, als ein *Haut-relief* von Glas, dadurch erzeugt, daß alle freien Glasstellen vollständig glatt abgeätzt wur-

den, während die von der Substanz des Bindfadens geschützten Stellen unversehrt blieben. Das von mir benutzte Brunnenwasser enthielt aber, wie ich schon damals zeigte, auch geringe Mengen kohlen sauren Alkalis und es mußte schon deshalb eine Aetzung des Glases in nicht unerheblichem Grade eintreten. Eine nachträgliche Untersuchung der betreffenden Stellen im polarisirten Lichte zeigte dann auch, daß eine Doppelbrechung nicht vorhanden sey.

In einer Abhandlung aus dem Jahre 1864 (Pogg. Ann. Bd. 123, S. 538) weist auch Graham die allmähige Verflüssigung gelatineuser Kieselsäure durch sehr kleine Mengen Alkali nach. Er erhielt bei 100°C. in 60 Minuten durch 1 Theil kaustischen Natrons und 10000 Th. Wasser eine Lösung von Kieselsäuregallerte, die 200 Th. trockner Säure entsprach. —

Zur Darstellung der Kieselsäuregallerte mittelst Dialyse habe ich in der Regel ein Gemisch von

30 CC. Natronsilicatflüssigkeit (10 Proc.  $\text{SiO}_2$  und 10 Pr.  $\text{NaHO}$ ).

10 CC. Salzsäure (1,124 p. sp. bei 15°C.).

20 CC. Wasser

angewendet; dasselbe enthielt also 5 Proc. Kieselsäure.

Eine Marmorplatte wurde nur schwach geätzt.

Nach drei bis vier Tagen pflegt die Kieselsäureflüssigkeit entweder keine, oder zweifelhafte Trübung mit Silber zu geben — zweifelhaft, weil salpetersaures Silber gelatinirend einwirkt. Wurde jedoch ein Theil der Flüssigkeit eingedampft und der Rückstand mit Wasser digerirt, so erhielt ich stets, mochte die Flüssigkeit auch 10 bis 12 Tage lang dialysirt worden seyn, eine deutliche, wenn auch sehr geringe und erst nach einiger Zeit auftretende Reaction auf Chlor. Ich bin daher der Meinung, daß man die Graham'sche Lösung zwar recht rein, jedoch nie vollkommen frei von fremden Bestandtheilen erhalten kann. Ist der Gehalt an Verunreinigungen sehr gering, so erhält man beim Abdampfen im Wasserbade durchsichtige, durchaus amorphe

Plättchen; bei etwas stärkerer Verunreinigung zeigen sie hier und da weißliche Stellen. Von dem Grade der Reinheit scheint wohl auch hauptsächlich die bald in längerer, bald in kürzerer Zeit eintretende Erstarrung einer Kieselsäurelösung abzuhängen; so habe ich eine Flüssigkeit von 1,37 Proc. Kieselsäure beobachtet, die erst nach 5 Jahren dickflüssig geworden und mit Wasser nach einigem Umrühren noch eine vollkommen klare Lösung gab.

Der Gehalt der dialysirten Flüssigkeit an Kieselsäure fand ich in einem Falle nach dreitägiger Einwirkung zu 4,49 Proc. Bei längerer Behandlung verringerte sich derselbe auf 1,5 Proc., während das Volumen der Flüssigkeit sichtlich zunahm. Man kann solche verdünnte Lösungen durch Abdampfen leicht concentriren, doch muß man dabei rühren, weil sonst die Bildung einer durchsichtigen Haut erfolgt.

Ueber das Verhalten der Graham'schen Lösung beobachtete ich Folgendes:

Sie reagirt gegen blaues Lakmuspapier sehr deutlich sauer. Das rothe Lakmuspapier färbt sich bei längerem Verweilen eines Tropfens auf der unteren Seite schwach bläulich; bei völligem Eintrocknen verschwindet jedoch diese Färbung. Haematoxylinlösung bleibt unverändert und eine Marmorplatte wird nicht geätzt.

0,05 CC. Kochsalzlösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) gemischt mit 1 Cubikc. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. bewirkt in etwa  $\frac{1}{4}$  Stunde Pectisation. Durch Kochen tritt sofortige Erstarrung ein. Auf Zusatz von etwas Salzsäure bleibt das Gelatiniren aus und selbst durch Aufkochen der Flüssigkeit tritt erst nach vielen Stunden Gallertbildung ein.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc. kryst. Salz) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 18 Stunden feste opalisirende Gallerte. —

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 18 Stunden feste opalisirende Gallerte. —

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In 18 Stunden eine dröhnende feste opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 CC. Natronlauge (1 Proc.  $\text{NaHO}$ ) und 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. opalisirt sehr bald und bildet in wenigen Minuten eine steife Gallerte.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 CC. Sodalösung (1 Proc. kryst.) und 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. zeigt dieselben Erscheinungen.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 Ammoniakflüssigkeit (4 Proc.  $\text{NH}_3$ ) und 1 Cubike. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. opalisirt sehr bald, giebt aber nur eine weiche Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. Es scheiden sich beim Hineintröpfeln der Sodalösung Gallertklümpchen aus, die sich beim Umschütteln lösen. In 16 Tagen weiche opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. Es scheiden sich beim Hineintröpfeln der Sodalösung Gallertklümpchen aus, die sich beim Umschütteln nicht lösen. In 18 Stunden Alles gelatinirt.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc. kryst. Salz) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig, gelatinirt auch nicht durch Aufkochen. Wurde Kohlensäure durchgeleitet, so entstand in 2 Tagen eine feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. bleibt dünnflüssig, gelatinirt nicht durch Aufkochen. Kohlensäure bewirkt in 24 Stunden eine feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig. Aufkochen ändert nichts. Durch Kohlensäure in 18 Stunden feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (0,1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (0,1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 12 Tagen flüssige, schwach opalisierende Gallerte.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 40 Stunden sehr weiche, schwach opalisierende Gallerte.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In  $2\frac{1}{2}$  Tagen feste, schwach opalisierende Gallerte.

0,1 CC. Lösung von doppeltkohlensaurer Kalkerde (bei gew. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 12 Stunden weiche, schwach opalisierende Gallerte.

0,2 CC. Lösung von doppeltkohlens. Kalkerde (bei gewöhnl. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. Es entsteht schwache Opalisierung, jedoch in 5 Monaten noch dünnflüssig.

0,2 CC. Lösung von doppeltkohlens. Kalkerde (bei gew. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In 2 Tagen feste, schwach opalisierende Gallerte.

Kohlensäure mehrere Minuten lang durch Kieselsäurelösung von 1,37 — 1,45 — 2,6 Proc. geleitet bewirkt keine Veränderung.

0,1 CC. verdünnte Schwefelsäure (40 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 23 Tagen opalisierende weiche Gallerte. Aufkochen beschleunigt die Ausscheidung kaum merklich. Durchleiten von Kohlensäure ändert nichts.

0,1 CC. verdünnte Schwefelsäure (40 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 21 Tagen schwach



opalisirende weiche Gallerte. Aufkochen, oder Kohlensäure ändert nichts.

Aehnlich wie Schwefelsäure verhalten sich Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure; letztere scheint jedoch weniger wirksam zu seyn.

So unvollständig die vorstehende Versuchsreihe ist, so bestätigt sie doch offenbar die Seite 93 erwähnten Verhältnisse. Die kohlen sauren Alkalien scheinen aber eine Ausnahme von den neutralen Salzen zu bilden, insofern durch Hineinleiten von Kohlensäure sehr leicht Pectisation hervorgerufen wird. Auffallend ist ferner die bedeutende Abscheidungsfähigkeit des Chlornatriums und die Wirkungslosigkeit der freien Kohlensäure. Graham hat namentlich in Betreff der kohlen sauren Alkalien und der Kohlensäure abweichende Resultate erhalten. Ob diese Differenz von einer größeren Concentration seiner Kieselsäurelösungen, oder von einem Gehalt an fremden Bestandtheilen herrühre, muß ich für jetzt dahingestellt seyn lassen. —

Um die Form der Kieselsäure bei ihrer allmäligen Abscheidung aus *stark alkalischen* Lösungen zu bestimmen, habe ich folgende Versuche angestellt:

Eine Lösung von kieselsaurem Natron wurde mit einer gesättigten Kochsalzlösung gemischt und der entstandene Niederschlag durch Zusatz von etwas Aetznatron gelöst. Dieses Gemisch wurde, vor Staub möglichst geschützt, in einem nicht völlig verschlossenen Gefäße bei Seite gestellt. Nach Verlauf von einem Jahre hatten sich an der Wandung des Gefäßes scheinbar krystallinische Ablagerungen gebildet. Sie wurden abgestoßen, ausgesüßt und nach der Digestion mit Salzsäure ausgewaschen. Das Aussehen dieser Abscheidungen hatte sich nach dieser Behandlung nicht geändert. Auf einer Glasplatte gerieben, ritzten sie dieselbe nur sehr schwach. Unter dem Mikroskop erschienen sie als knollige, traubenförmige, durchsichtige Conglomerate, die *nicht* auf das polarisirte Licht wirkten.

Es wurde dieser Versuch in etwas größerem Maas-

stabe  
flüssi  
salz  
dem  
eine  
Glas  
skop  
schw  
Inha  
Tag  
Ma  
girt  
Nor  
pet  
des  
sko  
bre  
tik  
ber

sta  
ke  
ris  
ge  
an  
ha  
be  
kl  
se  
n  
K  
li  
b  
v



stabe wiederholt. Das Gemisch bestand aus 50 CC. dickflüssiger Natronsilicatlösung und 500 CC. gesättigter Kochsalzlösung mit einem genügenden Zusatz von Natronlauge.

Nach Verlauf von 4½ Jahren zeigte sich namentlich auf dem Boden des Gefäßes außer großen Kochsalzwürfeln eine bedeutende Ausscheidung. An den Wänden des Glases befanden sich Ablagerungen, die unter dem Mikroskop als Platten und als traubige, knollenartige, oder auch schwammähnliche Massen erschienen. Es wurde der ganze Inhalt des Gefäßes auf ein Filtrum gebracht und mehrere Tage hindurch mit heißem Wasser ausgewaschen. Die Masse verlor dabei sehr merklich an Volumen und reagirte stets alkalisch. Nach mehrtägiger Maceration mit Normalnatronlauge und schließlicher Digestion mit Salpetersäure war die Menge des ausgewaschenen Rückstandes verschwindend klein. Unter dem Polarisationsmikroskop zeigten sich zwar alle Theilchen desselben doppeltbrechend, unterschieden sich aber in Nichts von jenen Partikeln, welche man erhält, wenn man den Staub der Stuben in derselben Weise behandelt.

---

Wird frische Kieselsäuregallerte zwischen Fließpapier stark mit der Hand geprefst, bis sie kaum noch Feuchtigkeit an dasselbe abgibt, so stellt sie eine durchscheinende, rissige, leicht zerbröckelnde Masse dar, die in Wasser gebracht, wieder aufquillt und durch Glühen etwa 90 Proc. an Gewicht verliert. In einer gut wirkenden Presse behandelt, verringert sich das Volumen sehr bedeutend; beim Herausnehmen aus der Papierhülle zerfällt sie in kleine Körnchen, die selbst bei längerem Stehen mit Wasser nicht wieder erweichen; durch Glühen entstand dann nur ein Verlust von etwa 60 Proc. Ueberläßt man reine Kieselgallerte dem allmählichen Eintrocknen bei gewöhnlicher Temperatur, so erlangt sie bald eine knorpelartige, brüchige Beschaffenheit, die sie in Wasser selbst nach vielen Jahren ganz unverändert beibehält. Nach weiterem

Eintrocknen, wobei das Volumen außerordentlich schwindet, zerfällt sie in mehr oder weniger große Stücke von opalartigem Bruch, die das Glas nicht ritzen. Es ist nicht möglich, eine constante Zahl für den Wassergehalt dieser lufttrocknen Kieselsäure zu erhalten, wie aus den nachfolgenden Gewichtsbestimmungen, die einen Zeitraum von 35 Tagen umfassen, hervorgeht. Die Kieselsäure wurde in senfkorngroßen Stücken angewendet. Der Feuchtigkeitsgehalt der Luft konnte leider nicht berücksichtigt werden:

| Tag | Temperatur<br>Celsius | Gewicht der<br>Kieselsäure | Tag | Temperatur<br>Celsius | Gewicht der<br>Kieselsäure | Tag | Temperatur<br>Celsius | Gewicht der<br>Kieselsäure |
|-----|-----------------------|----------------------------|-----|-----------------------|----------------------------|-----|-----------------------|----------------------------|
| 1   | 12,5                  | 5,702                      | 13  | 15,0                  | 5,754                      | 25  | 18,1                  | 5,721                      |
| 2   | 13,5                  | 5,710                      | 14  | 16,0                  | 5,754                      | 26  | 19,0                  | 5,716                      |
| 3   | 13,5                  | 5,715                      | 15  | 17,0                  | 5,753                      | 27  | 17,8                  | 5,716                      |
| 4   | 12,0                  | 5,720                      | 16  | 15,8                  | 5,751                      | 28  | 20,0                  | 5,719                      |
| 5   | 16,2                  | 5,725                      | 17  | 17,1                  | 5,750                      | 29  | 22,2                  | 5,721                      |
| 6   | 14,3                  | 5,731                      | 18  | 18,3                  | 5,750                      | 30  | 20,5                  | 5,719                      |
| 7   | 14,7                  | 5,735                      | 19  | 15,7                  | 5,749                      | 31  | 22,7                  | 5,719                      |
| 8   | 15,1                  | 5,739                      | 20  | 17,5                  | 5,746                      | 32  | 21,5                  | 5,718                      |
| 9   | 16,6                  | 5,746                      | 21  | 19,5                  | 5,740                      | 33  | 22,2                  | 5,714                      |
| 10  | 17,0                  | 5,751                      | 22  | 15,7                  | 5,731                      | 34  | 21,0                  | 5,709                      |
| 11  | 14,8                  | 5,752                      | 23  | 18,1                  | 5,726                      | 35  | 20,0                  | 5,697                      |
| 12  | 16,1                  | 5,752                      | 24  | 18,1                  | 5,726                      |     |                       |                            |

Durch Glühen verschiedener Mengen lufttrockner, amorpher Kieselsäure wurde der Wassergehalt zu 11,58 — 12,30 — 14,03 — 14,37 Proc. gefunden; im Durchschnitt also 13,07 Proc. Die Formel  $H_2Si_2O_5$  verlangt 13,04 Proc.

Wurde amorphe Kieselsäure im Wasserbade bei 100° C. getrocknet und dann von 170° C. ab nach und nach bis 350° C. im Luftbade erhitzt, so zeigten sich folgende Gewichtsveränderungen:

| Zeitdauer | Temperatur      | Gewicht | Gewicht-Differenz |
|-----------|-----------------|---------|-------------------|
| 9 Stunden | 100° C.         | 4,171   |                   |
| 10 "      | 100° C.         | 4,171   |                   |
| 12 "      | 170 — 180° C.   | 4,097   | 0,074             |
| 11 "      | 200 — 210° C.   | 4,090   | 0,007             |
| 6 "       | 245 — 255° C.   | 4,080   | 0,010             |
| 8 "       | 290 — 310° C.   | 4,063   | 0,023             |
| 10 "      | 330 — 350° C.   | 4,052   | 0,011             |
|           | Nach dem Glühen | 3,952   | 0,100             |

Der ganze Wassergehalt der bei 100° C. getrockneten Kieselsäure betrug also 5,25 Proc. und davon wurde bei etwa 300° C. noch fast die Hälfte zurückgehalten.

In zwei anderen Versuchen fand ich den Wassergehalt der bei 100° C. im Wasserbade getrockneten Kieselsäure zu 5,42 — 5,33 Proc.

Im Durchschnitt dieser drei Bestimmungen 5,33 Proc.

Die Formel  $H_4Si_{14}O_{33}$  verlangt 5,32 Proc.

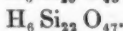
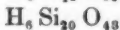
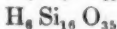
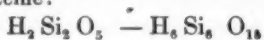
Die über Schwefelsäure getrocknete Kieselsäure zeigte nach dem Glühen einen Verlust von: 4,75 — 4,58 — 4,57 — 4,67 Proc., im Durchschnitt also 4,64 Proc. Die Formel  $H_4Si_8O_{13}$  verlangt 4,76 Proc.

Wurde das Trocknen über Schwefelsäure im luftverdünnten Raume vorgenommen, so resultirte ein Verlust von 4,38 — 4,27 Proc.; im Durchschnitt 4,32 Proc. Die Formel  $H_4Si_{20}O_{43}$  erfordert 4,30 Proc. Wird die bei 100° C. getrocknete Kieselsäure mit concentrirter Schwefelsäure übergossen, so tritt bedeutende Wärmeentwicklung auf. 9,26 Kieselsäure mit dem 11fachen Schwefelsäure erhöhte die Temperatur von 20° C. auf 33°,5 C.

Kocht man die so behandelte Kieselsäure unter oft erneuertem Wasser so lange aus, bis sie nach mehrtägigem Stehen mit Wasser keine Spur von Schwefelsäure zeigt und trocknet sie dann an der Luft, so zeigt sich nach dem Glühen ein Verlust von 14,7 Proc; trocknet man sie

über Schwefelsäure, so beträgt der Glühverlust 4,25 — 4,42 Proc.; im Durchschnitt 4,33 Proc., was auf die Formel  $H_6Si_{20}O_{43}$  hinweist. Braucht man außer Schwefelsäure noch die Luftpumpe, so wurde durch Glühen ein Verlust von 3,86 — 3,80 Proc. erhalten, was der Formel  $H_6Si_{22}O_{47} = 3,93$  Proc. ziemlich nahe käme.

Bestätigen sich die mitgetheilten Formeln, so hätte man folgende Reihe:



Trockne Kieselsäure, wenn frei von salzartigen Beimengungen, ist durchscheinend bis durchsichtig, besitzt aber in der Regel einen grauen Farbenton. Befeuchtet man sie mit Wasser und läßt dasselbe bei gewöhnlicher Temperatur abdunsten, so erscheint ein Stadium, wo die Kieselsäure porzellanartig weiß aussieht; bei weiterem Abdunsten tritt jedoch das frühere Aussehen wieder vollständig ein. Dieselbe Eigenschaft zeigt auch die gegläutete Kieselsäure. Beobachtet man das Weißwerden an lamellenartigen Objecten unter dem Mikroskop, so sieht man, daß dieser Prozeß gleichsam ruckweise vor sich geht: es treten plötzlich inselartig rauchfarbene Flecken mit fein verästelten Rändern auf, diese mehren sich, werden dunkler und gehen schließlic in einander über. Das Klarwerden solcher porzellanartigen Stücke erfolgt dagegen nicht ruckweise; es werden alle Stufen von Undurchsichtigkeit durch dunkle und helle Rauchfärbung bis zur Durchsichtigkeit allmählig durchschritten. Offenbar ist Porösität Grund dieser Erscheinung. Sind die Poren durch Abdunsten des Wassers nur zum Theil gefüllt, so müssen ähnliche optische Erscheinungen, wie bei jeder Schaumbildung eintreten. Dieselbe Wirkung wie Wasser übt auch jeder andere flüchtige, flüssige Körper aus, z. B. Alkohol, Aether, Benzin.

Um zu ermitteln, wieviel Wasser erforderlich sey, um das porzellanartige Aussehen der lufttrocknen Kieselsäure hervorzurufen, wurde sie im zerkleinerten Zustande vollständig angefeuchtet und dann zwischen Fließpapier ausgebreitet. Als der Rand der Kieselsäureschicht durchsichtig zu werden anfang, wurde aus der Mitte ein gewisses Quantum abgewogen und so lange bei Seite gestellt, bis die ursprüngliche Durchsichtigkeit eintrat und wiederholte Wägungen eine annähernd constante Zahl gaben. Es wurden auf diese Weise 33,6 Proc. Wasser gefunden.

Wirft man lufttrockne oder geglühte Kieselsäure in heißes Wasser, so sieht man unter anfänglichem Zischen eine Menge kleiner Luftblasen aufsteigen. Dieses veranlaßte mich festzustellen, ob Kieselsäure ähnlich wie Kohle und Platin eine Condensation von Gasen, oder gar eine Oxydation z. B. des Alkohols herbeiführen könne. Die Resultate fielen verneinend aus, doch wäre es immerhin möglich, bei Anwendung größerer Massen und schärferer Untersuchung ein schwaches Condensationsvermögen zu constatiren.

Gegen Pigmentlösung verhielt sich lufttrockne Kieselsäure indifferent, nach dem Glühen jedoch trat ganz deutlich schwache Entfärbung von Caramellösung ein.

Die geglühte Kieselsäure zeigt gegen Wasser ein vollständig verändertes Verhalten. Mit Wasser befeuchtet und bei gewöhnlicher Temperatur getrocknet, wurde nach dem Glühen nur ein Verlust von 9,36 — 9,94 — 10,21 Proc., im Durchschnitt 9,8 Proc. gefunden. Die befeuchtete Säure im Wasserbade bei 100° C. getrocknet, gab nach dem Glühen einen Verlust von 1,76 — 1,79 — 1,86 — 1,62 — 1,65 — 1,68 — 1,70 Proc.; im Durchschnitt 1,72 Proc.

Befeuchtete Säure über Schwefelsäure getrocknet zeigte nach dem Glühen einen Verlust von 1,41 — 1,34 — 1,35 — 1,33 Proc.; im Durchschnitt 1,35 Proc.

Die geglühte Kieselsäure ist übrigens in Wasser nicht ganz unlöslich. Es wurden 12,0 mit kleinen Quantitäten Wasser circa 20 mal in einer silbernen Schale ausgekocht,

so daß die ganze Menge der sorgfältig filtrirten Flüssigkeiten etwa 1 Liter betrug. Nach dem Abdampfen wurde ein geringer Rückstand erhalten, der mit Soda vor dem Löthrohre eine klare braungefärbte Perle gab und mit Fluorammonium im Platintiegel erhitzt bis auf einen nicht bestimmbaren, sehr kleinen Rest sich verflüchtigte. Eine quantitative Bestimmung soll später vorgenommen werden.

Breslau, Februar 1872.

---

**IV. Akustische Versuche zum Erweise, daß die Wellenlänge eines sich fortbewegenden schwingenden Körpers verschieden ist von derjenigen, welche derselbe vibrirende Körper ohne Ortsveränderung hervorbringt;**  
**von Alfred M. Mayer,**

Ph. Dr., Professor der Physik am Stevens Institut der Technologie zu Hoboken, New-Jersey, Vereinigt. Staat.

---

Der Apparat.

Ich verschaffte mir vier mit Resonanzkästchen versehene Stimmgabeln, welche den Ton  $ut_3 = 256$  Schwingungen die Sekunde anschlugen, und bezeichnete dieselben als No. 1, 2, 3 und 4. No. 1 und 2 wurden mittelst eines später zu beschreibenden Verfahrens vollkommen *unisono* gemacht.

No. 1 wurde dann vor eine Laterna magica gestellt und zwar so, daß eine kleine mittelst eines seidenen Fadens aufgehängte Korkkugel (6<sup>mm</sup> Durchmesser) eine Zinke der Stimmgabel kaum berührte. Das Bild der Stimmgabel und des Kügelchens wurde sodann auf einen Schirm geworfen.

Die eine Zinke von No. 3 wurde so lange mit Wachs beladen, bis die Gabel zwei Stöße in der Sekunde mit No. 1 und No. 2 gab.

Die Zinken von No. 4 wurden so lange abgefeilt, bis diese Gabel ebenfalls zwei Stöße mit 1 oder 2 gab. No. 4 gab also zwei Schwingungen in der Sekunde mehr als No. 1, während No. 3 deren zwei weniger in der Sekunde gab als No. 1.

#### Die Versuche.

In den Experimenten 1 bis 7 incl. blieb Stimmgabel No. 1 mit dem Korkkugeln, welches die eine Zinke leise berührte, vor der Laterne.

Exp. 1 Gabel No. 2 festgeschraubt auf ihrem Kästchen wurde in einer Entfernung von 30 bis 60 Fufs von No. 1 in der Hand gehalten und zum Tönen gebracht; die Kugel wurde von Gabel No. 1, welche mit 2 *unisono* vibriert, abgestossen.

Exp. 2. Ich stellte mich 30 Fufs von No. 1 ab und hielt die eingeschraubte Gabel No. 2 in der einen und ihr Kästchen in der anderen Hand. Dann ging ich schnell auf Gabel No. 1 zu; sobald ich in gleichförmiger Bewegung war, setzte ich die Gabel auf ihr Kästchen und nahm sie wieder weg gerade bevor ich stehen blieb. Obgleich ich dabei nur noch einen Fufs von No. 1 entfernt war, blieb die Korkkugel vollständig ruhig.

Exp. 3. Diesmal ging ich wieder auf No. 1 zu, wie in Exp. 2, nahm jedoch die Gabel nicht wieder von ihrem Kästchen weg, nachdem ich sie einmal darauf gesetzt hatte. Die Kugel blieb vollkommen ruhig bis ich stehen blieb; in demselben Augenblicke aber sprang sie von der Gabel ab. Ein Gehülfe, der das Ohr nahe an das Resonanzkästchen hielt, während er mit dem Auge den Schirm beobachten konnte, berichtete dafs, in dem Augenblicke, wo ich stehen blieb, die Gabel No. 1 tönte und die Kugel zu gleicher Zeit abgeworfen wurde.

Exp. 4 und 5. Diese Experimente gleichen Exp. 2

und 3 mit der Ausnahme, daß ich in denselben mich in entgegengesetzter Richtung, d. h. von Gabel No. 1 weg, bewegte.

Exp. 6. Gabel No. 3, welche 254 Schwingungen in der Sekunde machte, wurde wie in Exp. 1 angeschlagen und blieb ohne Wirkung auf die Kugel. Nun schraubte ich die Gabel von dem Kästchen ab und stellte mich etwa 30 Fuß von No. 1 hin. Ich schwang dann das Kästchen mit dem Arm gegen No. 1 und setzte die Gabel darauf, während es sich No. 1 näherte. Sobald die gehörige Geschwindigkeit (von 8 bis 9 Fuß pro Sekunde) erreicht war, wurde die Kugel plötzlich von Gabel No. 1 abgestoßen. Wenn man die obige Geschwindigkeit sehr viel steigert oder verringert, so bleiben die Vibrationen von No. 3 ohne Wirkung auf No. 1.

Exp. 7. Gabel No. 4, welche 2 Schwingungen pro Sekunde mehr macht als No. 1, wurde an Stelle der im letzten Versuche gebrauchten Gabel No. 3 gesetzt, mit dem Unterschiede, daß dieselbe auf das hin- und herschwingende Kästchen gesetzt wurde, während dieses sich von No. 1 entfernte. Die Wirkung war dieselbe wie in Exp. 6.

Exp. 8. Ich stellte Gabel No. 3 vor die Laterne und schwang No. 1 wie in Exp. 7 und mit gleicher Wirkung.

Exp. 9. Ich stellte Gabel No. 4 vor die Laterne und schwang No. 1 wie in Exp. 6 und ebenfalls mit gleicher Wirkung.

Durch diese einfachen Mittel kann man die Veränderung der Wellenlänge nachweisen, welche der vibrierende Körper erleidet, wenn er in Bewegung gesetzt wird. Auf analoge Weise kann man das ausgezeichnete moderne Verfahren entwickeln, mittelst dessen man die Bewegungen der Himmelskörper nach den Veränderungen in der Brechbarkeit ihrer Strahlen berechnet. Ich halte es daher für angemessen, auf die genauen Bedingungen aufmerksam zu machen, unter denen diese Versuche anzustellen sind, welche auf eine so befriedigende Weise die bei der Spectralbeobachtung entstehenden Probleme erklären und



einen experimentellen Beweis für den in 1841 von Doppler aufgestellten Satz liefern.

Die Gabeln No. 1 und No. 2 müssen genau im Einklang seyn. Zwei zusammen angeschlagene Stimmgabeln geben zuweilen keine wahrnehmbaren Stöße, oder sie erzwingen gegenseitig eine gemeinsame gleichmäßige Oscillation und machen daher beide dieselbe Anzahl Schwingungen; obgleich sie einzeln angeschlagen, verschieden vibriren. Mein Verfahren ist folgendes. Man isolirt drei Stimmgabeln, welche angeblich eine gleiche Anzahl Schwingungen in einer gegebenen Zeit machen, indem man sie auf zusammengerollte Gummischläuche stellt. Nun wird eine derselben so lange mit Wachs beladen, bis sie 2 oder 3 Stöße pro Sekunde mit einer der anderen beiden macht, die mit ihr in Einklang zu bringen ist. Der Zeitraum, welchen 20 bis 30 von diesen Stößen einnehmen, wird genau mittelst eines Chronographs (Casella's Registriruhr ist sehr zweckmäßig), gemessen. Der Zeitraum, welcher von derselben Anzahl Stöße mit der zweiten Gabel eingenommen wird, kann dann auf dieselbe Weise ermittelt werden; und wenn derselbe nicht mit dem ersteren übereinstimmt, beladet man die schneller vibrirende Gabel so lange mit Wachs, bis sie ebenso viel Stöße wie die langsamere macht. Nachdem ich die beiden Gabeln auf diese Weise sorgfältig in Einklang gebracht, konnte ich ohne Schwierigkeit die Kugel in Exp. 1 in einer Entfernung von 60 Fufs zum Abspringen bringen. Ich glaube, daß die Wirkung selbst bei 100 Fufs Abstand dieselbe geblieben wäre. Die Korkkugel muß vollkommen rund seyn und die Gabel gerade nur berühren, wenn sie sich auch noch soviel um den Faden dreht. Der letztere besteht am Besten aus einer oder zwei Fibern ungesponnener Seide. Der Kork wird so glatt wie möglich gemacht und dann mit Firniß überzogen. Dies giebt der Kugel größere Festigkeit ohne ihr Gewicht merklich zu erhöhen und bedeckt die Unebenheiten der Oberfläche, deren Wirkung sonst mit derjenigen der sogenannten Buffer zu ver-



Wirkung auf eine entfernte Fläche hervor wie 254 Schwingungen eines Körpers der sich gegen diese Fläche mit einer Geschwindigkeit von  $2\lambda = 8,734$  Fuß pro Sekunde bewegt. Dies ist die Geschwindigkeit mit der wir die Gabel in Exp. 6 schwangen.

Betrachten wir nun die analogen Lichterscheinungen. Nehmen wir an, daß Gabel No. 1 statt 256 Schwingungen pro Sekunde deren 595 Millionen Millionen mache, welche Zahl wir dem Strahl  $D_1$  des Spectrums beimessen wollen; dann wird Gabel No. 3 590 Millionen Millionen Schwingungen repräsentiren. Dies ergiebt eine Wellenlänge  $0,0000042^{mm}$  länger als die von  $D_1$  und stimmt beinahe mit der Eisenlinie 0,42 Theile unterhalb  $D_1$  in Ångström's Karte überein. Wir haben gesehen, daß Gabel No. 3 mit 254 Schwingungen sich dem Ohr mit einer Geschwindigkeit von 8,734 Fuß nähern mußte, um die Note hervorzubringen, welche ein stillstehender Körper mit 256 Schwingungen abgiebt; ebenso muß ein Stern, dessen Strahl 590 Millionen Millionen Schwingungen in der Sekunde macht, sich dem Auge mit einer Schnelligkeit von 28470 Meilen in der Sekunde nähern, um eine Farbe zu erzeugen, die derjenigen des Strahls  $D_1$  einer stillstehenden Flamme gleich sey.

Am 8. Februar 1872.

## V. *Neue Methode die Blendungsbilder im Auge zu entwickeln*<sup>1)</sup>; von Dr. Carlo Marangoni.

(Aus den Nuovo Cimento (Febr. und März 1870) übersetzt von Friedrich Folbert.)

Helmholtz bemerkt in seiner „Physiologischen Optik“ daß die verschiedenen Arbeiten über die Nachbilder noch eine große Lücke zeigen, eine Lücke, die von der Ver-

1) Diese Arbeit wurde im königl. astronomischen Observatorium zu Florenz gemacht.

wicklung des Phänomens, von Mangel und Unvollständigkeit der Methoden abhängt, um die genannten Erscheinungen zu studiren.

Die Untersuchungen, die ich im vergangenen Sommer anstellte, haben mich dahin gebracht, eine ausgezeichnete Methode zu finden, um die Blendungsbilder zu studiren. Diese Methode dient dazu, die Nachbilder nicht nur außerordentlich lebhaft zu machen, sondern auch uns das Mittel in die Hand zu geben, die Intensität der Bilder selbst bezüglich der Intensität des äußeren Lichtes zu messen.

Die Nachbilder sind sehr deutlich, wenn die betrachteten Gegenstände stark beleuchtet sind. Ein Jeder, der in die Sonne gesehen hat, wird die Beobachtung gemacht haben, daß man auf allen fest betrachteten Gegenständen einen Fleck sieht, der mehr oder weniger an die Sonnenscheibe erinnert; dies ist das Nachbild der Sonne. Aber das Seltsame daran ist, daß dieses Nachbild, das gewöhnlich dunkel ist, bei jedem oftmaligen Auf- und Zumachen der Augen sonderbar hell wird; dieses Leuchten dauert aber bei jedem Aufmachen der Augen nur einen kurzen Augenblick.

Auch diese Thatsache ist sehr bekannt; Fechner und Grove machten verschiedene Experimente darüber. Der Erstere <sup>1)</sup> beleuchtete und verdunkelte abwechselnd die weiße Oberfläche, welche sich in einer Camera obscura befand, indem er das am Fenster angebrachte Loch mehrere Mal auf- und zumachte. Der Letztere <sup>2)</sup> bewegte ein weißes Papier vor den Augen, indem er auf einen dunkeln Grund sah. In beiden Fällen sahen die Beobachter die Nachbilder der vorhergesehenen Gegenstände viel klarer.

2. Die Ursache, die mich dazu brachte, Untersuchungen über diesen Gegenstand zu machen, war folgende. Ich war im Observatorium und sah zu einem Fenster hin-

1) S. Annalen Bd. 44, S. 529, 1838: *Ueber die subjectiven Complementaryfarben.*

2) Grove. *On a mode of reviving dormant impressions on the retina.* Phil. Mag. Ser. 4. t. III, p. 435. 1852.

aus, ging dann in ein anderes Zimmer und bemerkte bei jeder Bewegung meiner Augenlider, daß ich ein Nachbild sah, ein Panorama, das mir verwirrt die Ansicht von Florenz gab, welches ich aus dem Fenster betrachtet hatte. Ich wiederholte sogleich das Experiment, um das genaue Bild vom Panorama in den Augen zu behalten, wie man dieß in einer Camera obscura hervorruft. Nach einigen Secunden der Betrachtung, die ich auf einer weißen, aber wenig erhellten Wand des Zimmers anstellte, und mehrere Mal die Augenlider auf- und zumachte, sah ich ganz deutlich und mit großer Genauigkeit das Panorama von Florenz, eben so, wie wenn ich dessen Photographie vor mir gehabt hätte.

3. Es ist nöthig, daß das Panorama stark von der Sonne beleuchtet werde, auf daß das Experiment gelinge. Die Beobachtung muß 8 oder 10, am besten 20 Sekunden dauern; während dieser Zeit dürfen sich die Augen beständig bloß auf einen einzigen Punkt, nämlich auf den Mittelpunkt des Panoramas richten; dann mache ich die Augen zu, ohne sie zu bewegen und suche sie im wenig beleuchteten Zimmer auf eine weiße Oberfläche zu richten, indem ich sie recht schnell und sehr oft schliesse und öffne.

4. Das lebhafte Bild des Panoramas sieht man nur einen Augenblick, übereinstimmend mit jedem Auf- und Zumachen der Augenlider. Ich versuchte dann, ob es möglich wäre, das Nachbild, welches man in Zwischenräumen so glänzend sieht, durch irgend eine Einrichtung zu einem dauernden zu machen, indem ich die Schnelligkeit der Reihenfolge dieser augenblicklichen Nachbilder vermehrte.

Da die Folge des Auf- und Zumachens der Augenlider nichts anderes ist, als das *Auffangen* und *Hereinlassen* des Lichtes in's Auge, so suchte ich denselben Erfolg durch andere Methoden zu erhalten, z. B. durch runde, sich drehende Scheiben, die mit mehr oder weniger breiten Ausschnitten versehen waren. Die Methode, die am besten gelang, war die mit Pappdeckelscheiben, welche

wechselweise aus weißen und schwarzen Sektoren bestanden. Diesen Scheiben konnte man während des Drehens, je nachdem es nöthig war, eine schnellere oder langsamere Bewegung geben. Es versteht sich von selbst, daß jedesmal, wenn ein schwarzer Sector vor den Augen vorübergeht, er mit dem Schließen der Augenlider gleichbedeutend ist, dasselbe gilt vom weißen Sector mit dem Aufmachen der Augenlider. Ich werde die mit weißen und schwarzen Sektoren versehene Scheibe *entwickelnde Scheibe*, und die damit erhaltenen Nachbilder *entwickelte Nachbilder* nennen.

Beim ersten Versuche bediente ich mich einer in zwei Halbkreise getheilten Scheibe, von denen der eine weiß und der andere schwarz war. Wenn diese Scheibe mit einer gewissen Schnelligkeit gedreht wurde und mittelmäßig beleuchtet war, sah ich auf derselben die Nachbilder der vorher betrachteten Gegenstände sich so glänzend und treu entwickeln, als ob ich die wahren Gegenstände noch immer vor den Augen hätte.

An diesem Phänomen hat ein jeder der in No. 3 angezeigten Umstände einen großen Antheil; einen besonders großen Einfluß aber hat *die Schnelligkeit, womit die Scheibe gedreht wird, die Anzahl der Sektoren und die Kraft des reagirenden Lichtes* (d. h. des Lichtes, welches die Scheibe beleuchtet), *so auch die zur Betrachtung angewendete Zeit*. Um den Einfluß einer jeden dieser Ursachen studiren zu können, habe ich die folgende Anordnung des Versuches gemacht.

5. *Anordnung eines Versuches*. Als Gegenstand diente mir sehr bequem eine Gypsbüste, welche außerhalb des Fensterladens aufgestellt wurde, so daß sie seitwärts vom directen Lichte der Sonne beleuchtet wurde. Das Zimmer aber, in welchem sich die entwickelnde Scheibe befand, war sehr schwach beleuchtet; außerdem war im Fensterladen eine Oeffnung, die das reagirende Licht hineinließ. Diese Oeffnung war mit einem beweglichen Schirm versehen, mit dem man das beliebige Licht hereinlassen

konnte. Eine zweite Oeffnung, welche man schliessen konnte, diente dazu, die vor dem Fenster stehende Gyps-  
büste zu sehen. In dem Zimmer befand sich auch ein  
Chronograph von Hipp, der Zehntel der Secunde gab,  
wobei ich die Schläge auf einem telegraphischen Taster  
anmerkte, um die Dauer der einzelnen Phasen des Phäno-  
mens zu studiren.

Wenn man die Büste mit der größten Treue wieder-  
gegeben haben will, ist es nöthig, einen Punkt zu fixiren  
(vorzuziehen ist es, den Gegenstand im Mittelpunkt anzu-  
sehen) und ihn während der ganzen Dauer der Beleuch-  
tung festzuhalten, wie Scoresby in seinen sehr interes-  
santen Versuchen angegeben hat <sup>1)</sup>.

Die am meisten angemessene Beschauung des Gegen-  
standes ist ungefähr 20"; und in den Beschauungen, welche  
ich besprechen werde, sind immer 20" anzunehmen, wo dies  
anders ist, wird es angezeigt werden.

6. *Einfluss der Schnelligkeit der Drehung.* Wenn man  
eine Scheibe, die aus zwei Sektoren, d. h. aus zwei Halb-  
kreisen, von denen der eine weiss und der andere schwarz  
ist, besteht, und man sie sehr langsam zu drehen anfängt,  
so daß eine 2" dauernde Drehung ein positives und ne-  
gatives Nachbild giebt, so sieht man das Nachbild positiv,  
wenn der schwarze Sector vor den Augen vorübergeht,  
und negativ, wenn es der weiße Sector thut <sup>2)</sup>. Diese  
zwei von einander geschiedenen Nachbilder sind aber so  
schwach, daß man sie kaum bemerkt.

Wenn die Schnelligkeit der Drehung nach und nach  
vergrößert wird, so verschwinden diese Nachbilder; aber  
wenn die Scheibe in 0",55 eine Drehung macht, so fängt  
man an, den Anfang eines Nachbildes auf denselben zu  
sehen.

- 1) *An inquiry into some of the circumstances and principles which regu-  
late the production of pictures on the retina of the human eye etc. —  
Phil. Mag. Ser. IV t. 8 p. 544. 1854.*
- 2) Gerade wie man bei den Bildern der Photographie die Nachbilder,  
die das Licht und den Schatten wie der Gegenstand haben, *positive*  
nennt, so heist deren Kehrseite *negative*.



Je mehr die Schnelligkeit gesteigert wird, desto lebhafter entwickeln sich die Nachbilder, und den größten Glanz erreicht man durch eine Drehung in 0"11.

Wenn man fortfährt, die Schnelligkeit der Drehungen noch zu vergrößern, so verliert das Nachbild an Lebhaftigkeit, und bei einer Drehung von 0"08 verschwindet es ganz und gar. Von dieser Schnelligkeit an entwickelt sich kein Nachbild mehr auf der Scheibe, die bei jeder höhern Schnelligkeit einförmig grau ist.

Hier folgt das Register der Erscheinungen, die ich von der mit zwei Sektoren versehenen Scheibe erhalten habe.

| Die Scheibe<br>dreht sich<br>einmal in | Anzahl der Dre-<br>hungen während<br>1" | Sieht man:   |
|--|---|--|
| 2",0                                   | 0,5                                     | Nachbilder + und — <i>getrennt und abwechselnd.</i>    |
| 0",55                                  | 1,8                                     | Anfang des entwickelten Bildes und <i>dauert fort.</i> |
| 0",11                                  | 9,1                                     | <i>Maximum</i> der Entwicklung.                        |
| 0",08                                  | 12,0                                    | Völliges Verschwinden des entwickelten Bildes.         |

7. *Einfluss der Anzahl der Sektoren.* Ich bediente mich einer mit 20 Sektoren versehenen Scheibe, die wechselseitig weiß und schwarz waren, und nachdem ich diese Scheibe sich mit der früher angewendeten Schnelligkeit hatte drehen lassen, war ich erstaunt keine Spur von der Entwicklung eines Nachbildes darauf zu finden; da sie mir nichts als eine gleichmäßig graue Farbe zeigte.

Ich verminderte also die Schnelligkeit der Drehung der Scheibe sehr stark, und erhielt nun die Entwicklung des Nachbildes auf ihr; die höchste Entwicklung fand dann auf der mit 20 Sektoren versehenen Scheibe statt, wenn sie die Schnelligkeit von 0,9 Drehungen in 1" hatte, d. h. eine zehnmal geringere, als die der ersten Scheibe.

Ich nahm dann eine mit 4 Sektoren versehene Scheibe, und sah, daß die nöthige Schnelligkeit, um die höchste



Entwicklung zu erhalten; aus 4,5 Drehungen in 1", d. h. aus der Hälfte der der ersten Scheibe bestand.

Da die Zahlen der Sektoren in den drei Scheiben sich zu einander wie 1 : 2 : 10 verhalten, so stellte ich als Grundsatz auf, *dafs die Schnelligkeit, die der höchsten Entwicklung entspricht, und die ich normale Schnelligkeit nennen werde, in umgekehrtem Verhältnisse zu der Anzahl der Sektoren steht, mit denen die entwickelnden Scheiben versehen sind.* Daraus sieht man, dafs die Zeit, welche beide Sektoren (weifs und schwarz) gebrauchen, um Bilder vor unseren Augen vorbeizuführen, bei allen Scheiben eine gleiche ist, wenn sie mit der *normalen Schnelligkeit* gedreht werden, und diese Zeit ist gleich der, welche die mit 2 Sektoren versehene Scheibe zu ihrer Umdrehung verlangt: d. h. sie ist 0",11.

Uebrigens sind die Erscheinungen der Entwicklung nicht auf allen Scheiben ganz gleich; wenn auf der, mit zwei Sektoren versehenen Scheibe sich das dauernde Nachbild zu entwickeln anfängt, so mischen sich die beiden Sektoren mit einander und der Grund wird gleichförmig, darum sieht man auf dieser Scheibe das entwickelte Nachbild viel besser als auf jeder andern. Bei der mit 20 Sektoren versehenen Scheibe ist die Schnelligkeit so gering, dafs man auch bei der höchsten Entwicklung die Sektoren ganz deutlich auf derselben sieht, und das schadet sehr der Klarheit der Erscheinung.

Aber überdies hat man bei der mit 20 Sektoren versehenen Scheibe auch neue Erscheinungen, die ich, um die Wahrheit zu gestehen, nicht genügend studirt habe. Ganz besondere Aufmerksamkeit verdient die Thatsache, dafs die Scheibe, wenn sie mit der *normalen Schnelligkeit* gedreht wird, d. h. wenn sie auf dem höchsten Punkt der Entwicklung steht, und man nun die Schnelligkeit vergrößert, das Nachbild *positiv* wird, während es *negativ* wird, wenn man die *normale Schnelligkeit* vermindert.

Ich versuchte noch zu bestimmen, welches das Verhältnifs bei der Gröfse der weissen und schwarzen Secto-

ren sey, welches den besten Erfolg der Entwicklung gebe, und bediente mich dazu einer doppelten Scheibe, auf der ich das Verhältniß beider fortwährend verändern konnte. Es schien mir die beste Wirkung zu geben, wenn der weiße Sector die Hälfte des schwarzen ausmachte; deshalb stellte ich alle meine Versuche, die ich besprechen werde, mit einer Scheibe an, die zwei Sektoren hatte, wovon der weiße  $\frac{1}{2}$  und der schwarze  $\frac{1}{2}$  einnahm.

8. *Einfluß der Intensität des reagirenden Lichtes.* Wir haben schon gesagt, daß wir als reagirendes Licht das, mit dem die Scheibe beleuchtet wird, betrachten; aber um genauer zu seyn, ist darunter das Licht verstanden, welches beim Betrachten der Gegenstände aufgenommen wird, um damit die Nachbilder hervorzurufen. Stellen wir uns vor, daß die Scheibe mit der normalen Schnelligkeit gedreht werde, d. h. 9 Drehungen in 1" mache, und vermindern wir mit dem Schirm das reagirende Licht, so lange bis wir die sich drehende Scheibe in der Dunkelheit kaum bemerken, so werden wir sich gar kein Bild darauf entwickeln sehen.

Wenn man das reagirende Licht nach und nach stärker werden läßt, indem man den Schirm allmählig von der Oeffnung entfernt, so erscheint nach und nach das *positive* Nachbild des Gegenstandes, welches bei einer gewissen Intensität des reagirenden Lichtes sehr deutlich ist.

Wenn man das reagirende Licht noch verstärkt, so fängt das entwickelte Bild an sich zu verändern und von Zeit zu Zeit zu verschwinden, und wenn das Licht eine gewisse Stärke erlangt hat, so verändert sich das Nachbild in *positive* und *negative* Nachbilder, die sich vielmals wiederholen. Diese Phase der Erscheinung werde ich *normale Entwicklung* nennen und nachher umständlich besprechen.

Wenn man fortfährt die Intensität des reagirenden Lichtes zu verstärken, so hört das Nachbild auf, die Al-

ternat  
negati  
W  
ren C  
mehr,  
Grau  
M  
und r  
entwe  
ligkei  
Inten  
9.  
erhäl  
in N  
folge  
sehen  
und  
Bei r  
um C  
ich a  
gebn  
a  
im e  
wick  
der  
Dies  
vom  
erinn  
sche  
6 bi  
glän  
tigk  
fert  
ver  
gati

ternative zu zeigen und verändert sich dauerhaft in ein negatives Nachbild.

Wenn man endlich die Intensität noch in einem höheren Grade verstärkt, so sieht das Auge kein Nachbild mehr, sondern die Scheibe ist von einem gleichmäßigen Grau bedeckt.

Man kann also die Nachbilder in zweierlei Weisen und nach Belieben in positive oder negative verwandeln, entweder durch Erhöhung oder Verminderung der Schnelligkeit der Drehung (s. No. 7), oder indem man mit der Intensität des reagirenden Lichtes dasselbe thut.

9. *Normale Entwicklung.* Die normale Entwicklung erhält man bloß unter ganz besonderen Umständen, wie wir in No. 3 und 5 angegeben haben, und so sind es auch folgende: daß die Schnelligkeit der (mit 2 Sektoren versehenen) Scheibe 9 Drehungen in einer Secunde mache, und daß das reagirende Licht eine gewisse Stärke habe. Bei meinen Beobachtungen war das Licht kaum genügend um ohne Anstrengung einen kleinen Druck zu lesen. Als ich alle diese Zustände beachtete, hatte ich folgende Ergebnisse:

a) Nach der Beschauung des Gegenstandes sieht man im ersten Augenblick, indem man die Augen auf die entwickelnde Scheibe heftet, nur einen leichten Schatten an der Stelle, wo sich später das Nachbild gestalten wird. Dieser leichte Schatten unterscheidet sich nur dadurch vom Grunde, daß er etwas dunkler ist als dieser, und erinnert nur darum an den Gegenstand, weil er dessen scheinbaren Umriss hat. Der leichte Schatten dauert 6 bis 8 Secunden.

b) Auf einmal kommt aus dem leichten Schatten ein glänzendes positives Nachbild hervor, welches in Lebhaftigkeit und Treue mit der angesehenen Büste wetteifert. Das positive Nachbild dauert 4 bis 5", auf einmal verschwindet es, und man sieht an dessen Stelle ein negatives Nachbild, welches ebenfalls sehr lebhaft ist. Auch

dieses negative Nachbild dauert 4 bis 5", dann verschwindet es und man sieht wieder das positive Nachbild, und so sieht man eine Reihe von + und - Nachbildern 20- bis 30mal und noch öfter auf einander folgen, je nachdem die Umstände mehr oder weniger günstig waren.

c) Die Alternativen der + und - Nachbilder folgen in einem ziemlich regelmäßigen Zeitraum von 3 bis 5" auf einander. Aber mehr als alle Worte werden die Zahlen der folgenden Tabelle lehren, die den mittleren Werth der Dauer der einzelnen Phasen von mehreren gut mit einander übereinstimmenden Beobachtungsreihen angeben.

### I. Tabelle.

Phasen der normalen Entwicklung.

| Phasen             |   | Dauer der einzelnen Phasen |      |
|--------------------|---|----------------------------|------|
| Leichter Schatten  |   |                            | 6",7 |
| Positives Nachbild | + |                            | 4,7  |
| "                  | " | -                          | 4,1  |
| "                  | " | +                          | 5,7  |
| "                  | " | -                          | 3,0  |
| "                  | " | +                          | 5,2  |
| "                  | " | -                          | 3,9  |
| "                  | " | +                          | 4,4  |
| "                  | " | -                          | 3,2  |
| "                  | " | +                          | 4,4  |
| "                  | " | -                          | 3,2  |
| "                  | " | +                          | 3,9  |
| "                  | " | -                          | 7,2  |
| "                  | " | +                          | 4,3  |

Aus dieser Tabelle ersieht man auch, daß die Dauer der positiven Nachbilder etwas größer als die der negativen ist, im Verhältniß von 4 zu 7 und 4 zu 1.

d) die Zahl der Abwechselung der positiven und negativen Nachbilder hängt ganz besonders von der Dauer der Beschauung des in der Sonne stehenden Gegenstandes ab. In der That, wenn man die Gypsbüste nur

1" beschaut, hat man gar keine Alternative. Wenn man die Zeit verlängert, erscheinen die positiven und negativen Abwechselungen, und wenn die Beschauung 40" dauert, erreicht man das Maximum, wie dies aus folgender Tabelle zu ersehen ist.

## II. Tabelle.

Anzahl der alternativen + und — der normalen Entwicklung.

| Dauer<br>der Beschauung | Anzahl der Alternation<br>+ und — | Dauer<br>der Erscheinung |
|-------------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| 1                       | 0                                 | 0                        |
| 5                       | 4                                 | 25                       |
| 10                      | 5                                 | 34                       |
| 20                      | 13                                | 40                       |
| 40                      | 21                                | 110                      |
| 60                      | 22                                | 80                       |
| 100                     | 24                                | 100                      |

In der dritten Columne ist die Zeit registrirt, die vom Anfang bis ans Ende der Reihe der Alternativen vergangen ist, und man sieht daraus, daß diese Zeit selbst mit der Anzahl der Alternativen nicht im Verhältniß steht; sondern daß sie sich hin- und herbewegt, und daß im Allgemeinen die Dauer einer jeden Phase um so kleiner ist, je länger die Beschauung war.

e) Das entwickelte Nachbild eines weißen Gegenstandes ist allgemein weiß, aber es ist auch leicht gefärbt, wie in dem Colorit der Nachbilder, welche von Fechner<sup>1)</sup> und Séguin<sup>2)</sup> studirt wurden. Aber die Farben dieser Rangordnung gehören dem positiven Nachbilde an, welches, da es gewöhnlich glänzender ist, sich mehr geltend macht. Dagegen sind die Farben des negativen Nachbildes immer die Ergänzung des positiven Nachbildes, und

1) Fechner „Ueber die subjectiven Nachbilder und Nebenbilder“ diese Ann. Bd. 50, VI. Kapitel. 1840.

2) Séguin „Sur les couleurs accidentelles“. — *Comptes rendus* t. 33, p. 642. — tom. 34, p. 767. — tom. 35, p. 476. 1851—52. — „*Annales de Chimie et de Physique*“ t. 41, p. 413. 1854.

es ist leicht sich davon zu überzeugen, wenn die Kraft des reagirenden Lichtes nach dem in No. 8 Gesagten verändert wird. Es genügt nämlich das reagirende Licht so lange zu schwächen bis das Nachbild beharrlich positiv wird; man betrachte dessen Farbe und verstärke auf einmal das reagirende Licht bis zum Grade, daß das Nachbild in ein *negatives* verwandelt wird, um zu sehen, daß dieß die *Ergänzung* des andern ist. In folgender Tabelle registriren wir die auf einander folgenden Phasen der + und — Nachbilder getrennt.

### III. Tabelle.

Farbige Phasen der + und — Nachbilder.

| Phasen           | + Nachbilder | — Nachbilder |
|------------------|--------------|--------------|
| 1 <sup>ste</sup> | Gelbgrün     | Roth-violett |
| 2 <sup>te</sup>  | Gelb         | Blau         |
| 3 <sup>te</sup>  | Roth         | Grün         |
| 4 <sup>te</sup>  | Blau         | Gelb         |

f) Die Natur dieser *entwickelten Nachbilder* ist sehr dauerhaft; sie verschwinden weder, noch verändern sich bei irgend einer Bewegung des Körpers, während sich die Nachbilder bei der kleinsten Bewegung der Augen, oder der Erschütterung des Körpers verändern oder verschwinden.

g) Aber durch die Methode der sich drehenden Scheibe entwickelt man nur *Blendungsbilder*, nämlich die, welche man von sehr glänzenden Gegenständen erhält, z. B. von durch die Sonne direct beleuchteten Gegenständen. Die Nachbilder der Gegenstände, die vom diffusen Tageslichte beleuchtet wurden, können sich auf der sich drehenden Scheibe durchaus nicht entwickeln.

h) Wenn man endlich den Gegenstand bloß mit einem Auge, nehmen wir an, mit dem rechten, beschaut, und macht dieses zu, und sieht mit dem linken Auge auf die drehende Scheibe, so entwickelt sich keine Spur von einem Nachbilde auf derselben. Dieses Resultat ist ganz im Widerspruche mit der *Vermischung der Farben*, die abgesondert

mit jedem Auge gesehen werden, und würde uns zum Schlusse bringen, daß beide Augen von einander *ganz und gar unabhängig sind*, um in uns die Empfänglichkeit für äufere Gegenstände zu veranlassen.

10. *Erklärung der Entwicklung.* Unter den verschiedenen Theorien, die über die Nachbilder gemacht worden sind, halte ich es für gut zwei anzugeben, die, wenn sie zusammengestellt werden, die Erklärung der Entwicklung und alle Erscheinungen der Nachbilder liefern.

Obwohl die Theorie von Plateau und die von Fechner die extremsten Ansichten über die Nachbilder vertreten, so schloß sie beide einander doch nicht aus; sondern es scheint sogar, daß die eine die Vervollkommnung der andern sey.

Plateau nimmt als Basis seiner Theorie an: daß, wenn die Netzhaut von dem Lichte getroffen wird, sie ihren normalen Zustand wieder zu erreichen trachte, indem sie durch eine Reihe von Schwingungen geht, und somit bewirkt, daß die *positive* Erscheinung eine *negative* wird, gleich einem Perpendikel an der Uhr, das viele Schwingungen um die Verticale macht, bevor es zur Ruhe gelangt.

Dieses von Plateau angenommene Princip gründet sich auf die Thatsache der Abwechslung bei den positiven und negativen Nachbildern, die er beständig, wenn auch in sehr kleiner Anzahl sah, d. h. in höchstens zwei oder drei Abwechslungen. Wenn also die Abwechslungen, die man bei geschlossenen Augen und in so geringer Anzahl sah, unbedeutend scheinen konnten, scheint die große Anzahl, die man in meinen entwickelten Nachbildern sieht (in gewissen Fällen zählt man deren bis 30 deutliche, ohne die darauf folgenden sehr verwirrten zu beobachten) sich als eine sehr wichtige Thatsache darzustellen, und in Folge dessen bewährt sich die Plateau'sche Theorie. Fechner dagegen gründet seine Theorie auf die zwei folgenden Thatsachen, die keinen Widerspruch erlauben, *auf die Andauer der leuchtenden Erregungen und die Ver-*



*minderung der Erregbarkeit* in den Theilen der Netzhaut, welche schon vom Lichte erreicht worden sind.

Ein Beispiel wird den Sinn dieses Satzes erklären: wenn man einen sehr stark beleuchteten Gegenstand ziemlich lange beschaut, und dann die Augen verschließt, so fährt man fort, ein blendendes Nachbild zu sehen, welches dem betrachteten Gegenstande gleicht (das positive Nachbild), es ist der *leuchtende Eindruck* oder die *leuchtende Erregung*. Wenn man dagegen die Augen gleich aufmacht, und sie auf einen hellen Grund richtet, so sieht man ein *schwarzes* Nachbild von dem Gegenstande, das negative Nachbild. Das rührt von der *Empfindsamkeit* oder der *Erregbarkeit* der Netzhaut her, welche sich, so zu sagen bei der vorhergehenden stark leuchtenden Erregung, ermüdet hat, und folglich ist die Netzhaut nicht mehr für das Licht des Grundes erregbar, und sieht nur einen dunkeln Schatten darauf.

Die Alternativen der positiven und negativen Nachbilder, die den Grund der Plateau'schen Theorie bilden, hat Fechner in seiner neuen Theorie nicht einmal in Erwägung gezogen, ja er leugnet sogar, daß + und — einen Bestandtheil des Phänomens ausmache, und schreibt sie den durch die unwillkürlichen und unbemerkten Bewegungen der Augen und des Körpers hervorgebrachten Störungen zu<sup>1)</sup>.

Aber nach den Resultaten meiner Erfahrungen über die neuen entwickelten Nachbilder, habe ich mich überzeugen müssen, daß die Alternativen der positiven und negativen Nachbilder durchaus keine *zufälligen* sind, sondern einen wesentlichen Theil des Phänomens ausmachen.

Um diese meine Behauptung zu rechtfertigen, werden die nachfolgenden Betrachtungen genügen.

1. Die Nachbilder + und — (wie man aus der Tabelle I ersehen kann) folgen in Zwischenräumen periodisch auf einander, die man als beständige betrachten kann, da

1) Fechner. Ann. Bd. 44, S. 525. 1838.



die kleinen Unterschiede der Verwicklung des Phänomens zuzuschreiben sind.

2. Die *entwickelten Nachbilder* sind von der mechanischen Bewegung des Körpers wie der Augen durchaus unabhängig.

3. Meine Experimente wurden bei völlig reinem, oder leicht bewölktem Himmel gemacht; man kann also nicht annehmen, daß in der kurzen Zeit von einer oder zwei Minuten, so viele und so schnelle Veränderungen in der Intensität des Tageslichtes vorgekommen seyen, um die abwechselnden + und — Nachbilder hervorzubringen.

4. Da die entwickelnde Scheibe durch eine Handhabe gedreht wurde, zweifelte ich, ob die genannten Alternativen von verschiedener Schnelligkeit der Drehung herrühren könnten, gemäß der in No. 7 erhaltenen Resultate, und um meinen Zweifel zu erhöhen, trat der Umstand dazu, daß ich, während ich die Betrachtungen anstellte, das *Tick-Tack* eines Pendels zählte, wodurch ein gewisser *Rhythmus* zwischen der Anzahl der Drehungen der Handhabe und der der Sekunden entstand, und in Folge dessen eine periodische Veränderung in der Schnelligkeit der Drehung der Scheibe.

Um die Frage zu entscheiden, bediente ich mich eines genauen Drehrades, welches durch ein gutes konisches Pendel regulirt wurde, und auf dessen schnellster Axe ich meine mit 4 Sektoren versehene Scheibe befestigte, welche gerade mit der Schnelligkeit der normalen Entwicklung für jedes Paar Sektoren übereinstimmte.

Ich ließ auch das Pendel stillstehen, um gar kein periodisches Geräusch zu hören. Aber trotz aller dieser Vorsichtsmaßregeln habe ich, während ich die Betrachtungen anstellte, die Nachbilder mit ihren abwechselnden + und — sich wie vorhin entwickeln gesehen.

Man kann also in keinem Falle die Alternativen + und — den Störungen des Phänomens zuschreiben, und muß es als eine Thatsache ansehen, daß sich die Dauer der Nachbilder in der Netzhaut des Auges befindet. Die-

ses Gesetz, welches von Plateau vorhergesehen wurde, sich damit begnügend, es *oscillirenden Zustand der Netzhaut* zu nennen, wurde von Fechner mit zu großer Strenge bekämpft, vielleicht weil die von ihm angeführten Thatsachen nicht dieselbe augenscheinliche Klarheit hatten, wie man sie in meinen entwickelten Nachbildern betrachten kann.

Aber lassen wir für jetzt diese Frage bei Seite, und erlaube man mir nur zu sagen, wie ich mich über das Phänomen erklären würde. Wenn das Auge von einem stark beleuchteten Gegenstand den Eindruck empfangen hat, so sehen wir, während des ersten Augenblicks, ein positives Nachbild wenn wir die Augen schließen, oder auf einen dunkeln Grund richten, anstatt dessen sehen wir ein negatives Nachbild, welches im ersten Augenblicke ebenfalls sehr intensiv ist, wenn wir die Augen öffnen oder auf einen hellen Grund richten. Aber im Falle der *normalen Entwicklung* sehen wir eine sehr große Erhöhung der Intensität der positiven und negativen Nachbilder, von denen sich ein jedes in Zwischenräumen von 0"11 erneuert, und welches ungefähr die Dauer eines Eindrucks auf der Netzhaut ist. Dies ist Ursache, daß wir in der normalen Entwicklung continuirliche und sehr glänzende *Nachbilder* sehen.

Aber auch die Erregbarkeit der Netzhaut hat einen sehr großen Antheil an der Entwicklung des Nachbildes. Ich kann hier nichts besseres thun, als einen kleinen Auszug zu geben von den Worten, die Helmholtz in seinem berühmten Buche, „die Lehre von den Tonempfindungen“, mit so großer Klarheit ausspricht.

Wenn wir mit ausgeruhtem Augen eine leuchtende Oberfläche in dauernder Weise betrachten, so erhält der leuchtende Eindruck im ersten Augenblick sein Maximum, und dann nimmt er ab gleichzeitig mit der Empfindlichkeit der Augen; je länger das Auge auf die Oberfläche gerichtet ist, desto mehr nimmt die Empfindlichkeit ab.

Aber wenn man vor die Augen ein abwechselndes Licht bringt, wie z. B. bei Blitzen, die von einander

durch dunkle Zwischenzeiten geschieden sind, erhält die Netzhaut, während der Zwischenzeit ihre Empfindlichkeit wieder, und jede nun leuchtende Erregung wirkt mit viel gröfserer Intensität, als dasselbe Licht, wenn es dauernd gewirkt hätte. Jedermann weifs in der That, dafs der Eindruck des *schwachen* Lichtes einer Kerze ein sehr unangenehmer ist, während das intensivste Tageslicht vollkommen ruhig ist.

In unserem Falle hat also der weifse Sector, der auf das Auge blofs eine Wirkung von  $\frac{1}{2}0'',11$  d. h. während  $0''055$  ausübt, keine Zeit, nicht allein die Empfindlichkeit der Netzhaut sehr gut zu vermindern, sondern auch die Augen ruhen in der darauf folgenden Zwischenzeit von  $0''055$  aus, in denen der schwarze Sector vorübergeht, und die Netzhaut erlangt dadurch die Empfindsamkeit die leuchtende Erregung des darauf folgenden weifsen Sectors mit grofser Intensität zu empfangen.

Was also die *Andauer der leuchtenden Erregung* anbelangt, so sehen wir das *dauernde* Nachbild, wenn die Phasen derselben Gattung (helle und dunkle) in Zwischenräumen von  $0'',11$  auf einander folgen. In Hinsicht der *Erregbarkeit der Netzhaut*, und da das Licht in unserem Falle ein abwechselndes ist, so haben wir eine Erhöhung derselben, und in Folge dessen erhalten die Nachbilder eine außerordentliche Lebhaftigkeit.

Ich habe gesagt, dafs das positive und negative Nachbild während der Entwicklung zu gleicher Zeit in den Augen vorhanden ist, und in diesem Falle wird das eine Nachbild intensiver seyn als das andere; wir werden entweder das positive oder das negative Nachbild sehen; wenn aber ihre Intensität eine gleiche ist, so sieht man auf der Scheibe gar kein Nachbild oder höchstens eine leichte Spur davon. Dieser letzte Fall kommt gerade in den ersten Augenblicken vor, in denen man die Scheibe, gleich nach der Betrachtung des Gegenstandes ansieht, in welchem wie ich sagte, man einen leichten Schatten auf derselben erblickt. Dies kommt auch bei jedem Uebergang

des positiven Nachbildes in das negative, oder umgekehrt vor, da in diesem Uebergang das Nachbild einen Augenblick lang verschwindet.

Also muß man natürlich annehmen, daß in der normalen Entwicklung die wechselweisen  $+$  und  $-$  Nachbilder das Resultat des Uebergewichtes bald des positiven und bald des negativen Nachbildes sind.

Daß sich die Sachen wirklich so verhalten, beweisen die in No. 8 angezeigten Thatsachen genügend: daß wenn das reagirende Licht in der Weise regulirt wird, um die normale Entwicklung hervorzubringen, es genügt, das reagirende Licht selbst zu verstärken oder zu schwächen, um das Nachbild nach Belieben in ein negatives oder positives zu verwandeln.

Warum sich die wechselweise Intensität in den  $+$  und  $-$  Nachbildern freiwillig und schnell vielmal verändert, ist eine noch unbekannte GröÙe, die noch studirt werden muß. Jedenfalls wird es nöthig seyn, die Versuche mit den verschiedenen Arten des homogenen Lichtes zu wiederholen; denn die vom weißen Lichte hervorgebrachten Phänomene sind immer viel entwickelter.

Indessen glaube ich aus einigen meiner Beobachtungen schließen zu können, daß nur das positive Nachbild der periodischen Veränderung der Intensität unterworfen sey, während sich das negative, vom Anfang bis zum Ende, gleichmäÙig vermindert.

Diese Thatsache würde die Theorie Plateau's über den *oscillirenden Zustand der Netzhaut* immer mehr bekräftigen.

Wenn ich also mit neuen und unwidersprechlichen Erfahrungen die Thatsache der periodischen Veränderungen in der Intensität der positiven Nachbilder werde bestätigen können, wird es mir möglich seyn, auch die Plateau'sche Theorie mit der Fechner'schen zu verschmelzen und auf diese Weise der Theorie eine Form zu geben, welche zur Erklärung aller Erscheinungen der entwickelten Nachbilder dienen kann.

VI.  
über

(Mit

A  
an  
stat  
mel  
Sch  
gro  
und  
Ap  
trat  
ver  
Lic  
sch  
daß  
Str  
wa  
na  
na  
No  
die  
ni  
ein  
ge  
No  
zw  
mi  
R

VI. *Ueber das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. und über eine Methode zur Höhenbestimmung der Nordlichtstrahlen; von J. G. Galle.*

(Mit einigen Abänderungen und zwei Zusätzen mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus No. 1877 der Astrom. Nachrichten.)

Am 4. Februar fand hier von den ersten Abendstunden an bis nach Mitternacht eine große Nordlicht-Erscheinung statt, welche ungeachtet zeitweise etwas bewölkten Himmels die Nacht fast wie von Vollmondschein erhellte. Die Schwankungen in der magnetischen Declination waren so groß, wie sie hier bei keinem der Nordlichter von 1870 und 1871 und seit Aufstellung des hiesigen Variations-Apparates wahrgenommen worden sind. Die Helligkeit trat fast mehr in Ost und West als in Nord hervor und verbreitete sich in großen, von Ost nach West gehenden Lichtbogen, sowie Strahlungen und Röthungen an den verschiedensten Stellen des Himmels, bis tief nach Süden, so daß die hiesige Gegend weit innerhalb des Bereiches der Strahlenbildung lag und von dieser umschlossen war. Es war daher zu erwarten, daß hin und wieder auch Strahlen nahe dem Richtungspunkte der freischwebenden Magnetnadel, dem magnetischen Zenit, sich zeigten und hier die *Nordlicht-Krone* bildeten, oder daß sich dieser Punkt durch die Convergenz von Strahlen bestimmen ließe, die ihm nicht allzufern lagen. Es sind auf diese Weise zwei von einander unabhängige Ermittlungen dieses Punktes hier gelungen: die eine von Hrn. Dr. E. Reimann, der das Nordlicht an frei gelegenen Orten der Stadt beobachtete zwischen 8<sup>h</sup> und 9<sup>h</sup> und etwas vor 11<sup>h</sup>, die andere von mir zwischen 11<sup>h</sup> und 12<sup>h</sup> auf der Sternwarte. Hrn. Dr. Reimann's Bestimmungen sind folgende:

| M. Bresl. Zt.                     | Azimut | Höhe  |
|-----------------------------------|--------|-------|
| 1. 8 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> | 355°,0 | 65°,9 |
| 2. 8 16                           | 344,0  | 61,7  |
| 3. 8 48                           | 347,5  | 53,3  |
| 4. 8 57                           | 347,9  | 56,4  |
| 5. 8 58                           | 344,9  | 56,7  |
| 6. 9 3                            | 349,8  | 54,9  |
| 7. 10 53                          | 358,0  | 62,9. |

Dieselben beruhen fast ausschließlich auf Schätzungen durch Strahlen, die von dem Convergenzpunkt merklich *entfernt* waren. Meine eigenen Bestimmungen sind Beobachtungen des Zusammenlaufens von optisch verkürzten Strahlen in der Krone selbst, betreffen also nur solche Strahlen, die in der nächsten Nähe des magnetischen Zenits lagen. Es sind dies die folgenden vier;

| M. Bresl. Z.                       | Azimut | Höhe  |
|------------------------------------|--------|-------|
| 1. 11 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> | 353°,5 | 60°,8 |
| 2. 11 23                           | 348,6  | 61,5  |
| 3. 11 33                           | 351,2  | 62,7  |
| 4. 11 46                           | 347,8  | 62,5. |

Nimmt man aus jeder dieser beiden Beobachtungsreihen das einfache Mittel und fügt dazu die gegenwärtige Lage des magnetischen Zenits in Breslau, so hat man folgende Vergleichung:

|                       | Azimut | Höhe  |
|-----------------------|--------|-------|
| Beobb. von R. . . . . | 349°,6 | 58°,8 |
| " " G. . . . .        | 350,3  | 61,9  |
| Magnet. Zenit . . . . | 349,7  | 65,5, |

demnach innerhalb der Gränzen der Genauigkeit derartiger Beobachtungen das Azimut (von Süd durch West gezählt) mit dem magnetischen Meridian übereinstimmend, dagegen die *Höhe* des beobachteten Convergenzpunktes, sowohl bei mir als bei Dr. Reimann, um resp. 3°6 und 6°7 *niedriger* als die des magnetischen Zenits und in noch stärkerem Grade bei den von Hrn. Dr. Reimann aus *südlichen* Strahlen geschlossenen Convergenzpunkten No. 3 bis 6,

deren Mittel nur  $55^{\circ},3$ , also eine Abweichung von  $10^{\circ},2$  ergibt. Es ist dabei zu bemerken, daß die Beobachtungen sämmtlich auf Einzeichnungen in Sternkarten beruhen, die Azimute und Höhen daher völlig unbefangene Rechnungs-Resultate sind, sowie daß Hr. Dr. Reimann und ich ganz unabhängig von einander an verschiedenen Orten beobachteten.

Eben diese eigenthümliche Abweichung der Nordlichtkrone vom magnetischen Zenit *nach Süden* hin fand auch schon bei dem Nordlichte vom 25. October 1870 statt, wie in Bd. 77 der Astron. Nachr., S. 45, mitgetheilt ist. Die daselbst angegebenen Abweichungen sind überdem noch um  $1^{\circ}$  zu vergrößern und in

$$+ 5^{\circ},2 \text{ R.}$$

$$+ 3^{\circ},9 \text{ G.}$$

zu verwandeln, indem ich die magnetische Inclination für Breslau (wie es scheint, durch ein Versehen im Abschreiben) um  $1^{\circ}$  zu klein angesetzt habe. — Ferner zeigt meine ebendasselbst und früher in Pogg. Ann. XLVIII, S. 611 mitgetheilte Berliner Beobachtung vom 22. October 1839 eine Abweichung in eben diesem Sinne, obwohl nur im Betrage von  $1^{\circ},6$ .

Aus einer Vergleichung der Breslauer Beobachtungen jenes Nordlichts von 1870 mit denen an verschiedenen anderen entfernten Orten zog Hr. Dr. Reimann, damals Assistent der hiesigen Sternwarte, durch Parallaxen-Rechnung einige Resultate über die Höhe des Phänomens, welche dasselbe (gleich mehreren anderen älteren und neueren Untersuchungen darüber) als weit über die gewöhnlich angenommenen Gränzen der Atmosphäre hinausreichend ergaben, deren Veröffentlichung aber damals unterblieb und erst jetzt nachträglich erfolgt ist in No. 4 der Zeitschrift der österreichischen Ges. für Meteorologie von Jelinek und Hann (1872 S. 56.) Bei dieser Gelegenheit machte Hr. Dr. Reimann zur Erklärung der oben angegebenen Abweichungen des Convergenzpunktes nach Süden die meines Wissens in den Schriften über Nordlichter sonst



noch nirgends vorkommende Bemerkung, daß eine solche südliche Abweichung nothwendig und einfache Folge des Umstandes sey, daß die weit entfernten Strahlen der Nordlichtkrone über einer beträchtlich südlicheren Breite schweben, wo die Inclination bereits um mehrere Grade geringer ist. Da bei dem diesmaligen Nordlichte vom 4. Februar sowohl meine Beobachtungen der Nordlichtkrone selbst, als besonders auch die von Dr. Reimann aus südlichen Strahlen gezogenen Convergenzpunkte dies auf's neue bestätigten und da nicht wohl bezweifelt werden kann, daß die mittlere Richtung der, wenn auch etwas schwankenden, Nordlichtsäulen mit der magnetischen Inclination der einzelnen Orte gesetzmäßig sich verändert, so führte mich dies zu der weiteren Erwägung, daß damit auch ein Mittel der Höhenbestimmung aller derjenigen Nordlichtstrahlen gegeben sey, welche die Krone bilden, oder welche an irgend welchen anderen Theilen des Himmels zur Ermittlung der Convergenzpunkte benutzt werden können, und zwar ohne correspondirende Beobachtungen an anderen Orten.

Unter der Annahme nämlich, daß die einzelnen Lichtsäulen eines Nordlichtes der Inclinationsnadel desjenigen Ortes parallel sind, in dessen Zenit sich die betreffenden Säulen (die Mitten derselben) befinden, wird von einem Orte der Erdoberfläche  $O$  aus die Nordlichtkrone in der Inclinations-Richtung desjenigen im magnetischen Meridian liegenden Ortes  $O'$  gesehen, über welchem die die Krone bildenden Strahlen schweben. Sind nun  $Z$ ,  $Z'$  die astronomischen,  $M$ ,  $M'$  die magnetischen Zenite oder Inclinations-Richtungen der beiden Orte, so liegen diese 4 Punkte in einem größten Kreise  $ZZ'MM'$ , welcher die Verlängerung der Ebene des irdischen magnetischen Meridians  $OO'$  an den Himmel bezeichnet, und es ist  $ZM$  die Zenitdistanz des magnetischen Zenits in  $O$ ,  $ZM'$  die der in  $O$  gesehenen Nordlichtkrone. Es setzt sich aber in dem größten Kreise  $ZZ'MM'$  der Bogen  $ZM'$  aus  $ZZ'$  und  $Z'M'$  zusammen, d. i. aus dem Bogen der Erdkugel  $OO' = v$  und aus der Zenitdistanz  $Z'M'$  des magnetischen Ze-

nits in  
schen  
mittl  
diane,  
nach

oder  
netisc

Man  
Gleich

(1)  
oder  
nung

(2)

Hat  
in d  
höhu  
punk  
dem

(3)

oder

(4)

wo  
Mei

nich  
der  
der  
mer  
abe  
um  
sch  
ent  
spr



nits in  $O'$ , die von  $ZM$  um die Inclinations-Abnahme zwischen  $O$  und  $O'$  verschieden ist. Diese Abnahme ist im mittleren Europa (in der Richtung des magnetischen Meridians) nach den Lamont'schen Karten etwa  $= \frac{2}{7}v$ , demnach

$$ZM' = ZZ' + Z'M' = v + ZM + \frac{6}{7}v,$$

oder wenn man den Abstand der Krone  $M'$  von dem magnetischen Zenit  $M$  des Ortes  $O$  mit  $u$  bezeichnet:

$$u = MM' = ZM' - ZM = \frac{12}{7}v.$$

Man findet daher, wenn  $u$  beobachtet ist,  $v$  durch die Gleichung:

$$(1) \quad \dots \dots \dots v = \frac{7}{12}u,$$

oder innerhalb der Gränzen der Genauigkeit dieser Rechnungen und Beobachtungen noch einfacher:

$$(2) \quad \dots \dots \dots v = \frac{3}{8}u = \frac{6}{10}u.$$

Hat nun ein Strahl  $N$  der Nordlichtkrone, der von  $O$  aus in der scheinbaren Höhe  $H$  gesehen wird, die lineare Erhöhung  $NO' = z$  über dem Orte  $O'$  und ist  $C$  der Mittelpunkt,  $r$  der Halbmesser der Erdkugel, so hat man aus dem ebenen Dreiecke  $CON$ :

$$(3) \quad \dots \dots z = 2r \sin \frac{1}{2}v \frac{\sin (H + \frac{1}{2}v)}{\cos (H + v)}$$

oder mit einiger Annäherung:

$$(4) \quad \dots \dots \dots z = rv \cdot \operatorname{tg} H,$$

wo man die Länge des Bogens  $rv$  gewöhnlich in geogr. Meilen ausdrücken wird.

Wenn man die Richtung des Convergenzpunktes  $M$  nicht direct als Schnaidungspunkt von kurzen Strahlen in der nahezu gemeinschaftlichen Höhe  $H$  bestimmt hat, sondern als Schnaidungspunkt solcher Strahlen, deren Mitten merklich unterhalb  $M'$  nach Süden in der Höhe  $h$  liegen, aber immer noch dem magnetischen Meridian nahe genug, um eine kleine azimuthale Abweichung des aus ihnen geschlossenen  $M'$  vernachlässigen zu können: so sind diese entfernter als die Strahlen in der Höhe  $H$ , der ihnen entsprechende Convergenzpunkt  $M'$  muß daher wegen des

größeren  $\vartheta$  und der größeren Abnahme der Inclination noch tiefer liegen als vorher, das beobachtete  $u$  wird demnach größer. Um die Erhebung  $z$  solcher Strahlen, deren Mitte mit  $n$  bezeichnet werden möge, über der Erdoberfläche zu haben, ist statt  $CON$  jetzt das Dreieck  $Con$  aufzulösen, in welchem  $h$  an die Stelle von  $H$  tritt, bei welchem also wird:

$$(5) \quad . . . . z = 2r \sin \frac{1}{2} \vartheta \frac{\sin (h + \frac{1}{2} v)}{\cos (h + v)}.$$

Hiermit kann man ferner aus ebendemselben Dreiecke  $Con$  die Entfernung  $On = e$  der Mitte des Strahles von  $O$  finden, durch die Gleichung:

$$(6) \quad . . . . On = e = \frac{(r + z) \sin v}{\cos h}.$$

Um auch noch die lineare Länge  $l$  des Strahles und außer der Erhebung  $z$  seiner Mitte  $n$  über der Erdoberfläche die Erhebungen  $z_1$  und  $z'$  seines unteren und oberen Endpunktes  $n_1$  und  $n'$  zu finden, muß einerseits die Bogenlänge  $\lambda$  desselben am Himmel bekannt seyn, andererseits neben der Höhe  $h$  seiner scheinbaren Mitte  $n$  auch deren Azimutal-Abweichung  $A$  vom magnetischen Meridian und die Höhe  $H$  des Convergenzpunktes  $M'$ . Daraus folgt dann zunächst die Distanz  $nM' = d$  mittels der Gleichung;

$$(7) \quad . \quad \cos d = \sin h \sin H + \cos h \cos H \cos A$$

oder im magnetischen Meridian selbst, südlich vom Convergenzpunkte:

$$(8) \quad . . . . d = H - h,$$

nördlich von demselben:

$$(9) \quad . . . . d = 180^\circ - (H + h).$$

Dieses  $d$  ist identisch mit dem Winkel, welchen die Richtung  $On = e$  mit der Richtung des Strahles  $n'n n_1$  bildet. Verzeichnet man also die beiden ebenen Dreiecke  $Onn_1$  und  $Onn'$ , welche die Seite  $On = e$  gemeinschaftlich haben und in denen

$$n On_1 = n On' = \frac{1}{2} \lambda$$

$$Onn_1 = d, \quad Onn' = 180 - d$$

$$On_1 n = 180 - d - \frac{1}{2} \lambda, \quad On' n = d - \frac{1}{2} \lambda$$

ist, so wird die Länge des unteren Stückes des Strahles

$$(10) \quad . . . . \quad nn_1 = \frac{e \sin \frac{1}{2} \lambda}{\sin (d + \frac{1}{2} \lambda)},$$

die des oberen Stückes:

$$(11) \quad . . . . \quad nn' = \frac{e \sin \frac{1}{2} \lambda}{\sin (d - \frac{1}{2} \lambda)}$$

und die des ganzen Strahles:

$$(12) \quad . \quad n_1 n' = l = \frac{e \sin d \sin \lambda}{\sin (d + \frac{1}{2} \lambda) \sin (d - \frac{1}{2} \lambda)}.$$

Ferner folgt für  $z_1$  und  $z'$ :

$$(13) \quad . . . \quad \begin{cases} z_1 = z - \frac{e \sin \frac{1}{2} \lambda \sin \mu'}{\sin (d + \frac{1}{2} \lambda)} \\ z' = z + \frac{e \sin \frac{1}{2} \lambda \sin \mu'}{\sin (d - \frac{1}{2} \lambda)} \end{cases}$$

wo  $\mu'$  die Höhe des magnetischen Zenits in  $O'$  ist.

In dem Bisherigen ist vorausgesetzt, daß die beobachteten Strahlen, aus denen der Convergenzpunkt ermittelt wurde, ganz oder wenigstens näherungsweise im magnetischen Meridian liegen. Ist dieses nicht der Fall, so muß außer der Höhe  $h$  auch die azimuthale Lage  $A$  des Strahles bei der Aufsuchung des unbekannten Bogens  $v$  in Betracht gezogen werden und die Rechnung gestaltet sich etwas complicirter, da alsdann der Convergenzpunkt nicht bloß im Sinne der Höhe, sondern auch im Sinne des Azimutes von dem magnetischen Zenit abweicht. Man kann dann nicht mehr die astronomischen Zenite  $Z$ ,  $Z'$  der beiden Orte mit den magnetischen  $M$ ,  $M'$  in einem größten Kreise liegend annehmen, sondern diese 4 Punkte bilden ein sphärisches Viereck  $ZZ'MM'$ , in welchem man aus dem beobachteten  $MM' = u$ , dem Azimut von  $MM'$  gegen den magnetischen Meridian und dem Winkel des letzteren mit dem astronomischen Meridian,  $ZZ' = v$  zu bestimmen hat. Man erhält die hierzu erforderlichen sphärischen Dreiecke, indem man  $ZM$  und  $Z'M'$  bis zum Schnitt in  $Q$

verlängert und durch den Weltpol  $P$  die größten Kreise  $PZN$  und  $PZ'N'$  legt, welche  $MM'$  in  $N$  und  $N'$  schneiden. Die Auflösung führt sich durch Versuche aus, indem man für  $ZZ' = OO' = v$  von Näherungswerthen ausgeht.

Bei dem Nordlichte vom 4. Febr. ist zu einer näheren Ausführung dieser etwas mehr complicirten Aufgabe für jetzt kein Anlaß vorhanden, da die dazu erforderlichen Data nicht genau und vollständig genug beobachtet sind. Dagegen finden die vorhergehenden einfacheren Formeln Anwendung bei meinen 4 Beobachtungen der Nordlichtkrone und bei Hrn. Dr. Reimann's vier südlichen, dem Meridian nahe liegenden Beobachtungen No. 3 bis 6. — Im Mittel fand ich für die Krone  $H = 61^{\circ},9$ , die Höhe des magnetischen Zenits ist  $65^{\circ},5$ , demnach  $u = 3^{\circ},6$  oder nach (1):

$$v = 2^{\circ},1$$

und somit nach (3), wegen  $2r = 1717$  geogr. Meilen:

$$z = 64 \text{ geogr. Meilen.}$$

Bei den vier genannten Beobachtungen des Hrn. Dr. Reimann läßt sich die Mitte der Strahlen nach den Angaben desselben auf etwa  $35^{\circ}$  Höhe  $= h$  feststellen, mit einer Unsicherheit von einigen Graden. Der daraus entnommene mittlere Convergenzpunkt war  $55^{\circ},3$ , demnach  $u = 10^{\circ},2$  und

$$v = 5^{\circ},95$$

und somit nach (5)

$$z = 73 \text{ geogr. Meilen.}$$

Die Uebereinstimmung zwischen diesen beiden, völlig von einander unabhängigen, Beobachtungsreihen ist demnach nahezu eine vollständige zu nennen.

Führt man dieselbe Rechnung noch für die Nordlichtkrone am 25. October 1870 aus, wo im Mittel aus drei Beobachtungen von Hrn. Dr. Reimann und mir  $u = 4^{\circ},8$  war, so hat man:

$$v = 2^{\circ},8,$$

$$H = 60^{\circ},7, \quad z = 83 \text{ geogr. Meilen.}$$

Was endlich die einzelne Berliner Beobachtung vom Jahre 1839 betrifft, so fand ich damals  $u = 1^{\circ},6$ , woraus folgt:

$$v = 0,93,$$

$$H = 66^{\circ},3, \quad z = 33 \text{ geogr. Meilen.}$$

Diese Höhe ist demnach zwar kleiner, aber doch immer noch den vorhergehenden nicht allzufern stehend. Das Ansehen jenes Nordlichtes war übrigens, so viel ich mich dessen noch erinnere, von den beiden hier beobachteten insofern abweichend, als dasselbe vorzugsweise weiße Strahlungen und weniger Farbenbildungen zeigte.

Sollten fernere Beobachtungen der Convergenzpunkte von Nordlicht-Erscheinungen — die nach dieser Richtung hin einer exacteren Behandlungsweise fähig sind — zu entsprechend befriedigenden Resultaten führen, so dürfte die zu Grunde liegende Hypothese, daß die über jedem Orte schwebenden Nordlichtsäulen der Inclinations-Nadel des Ortes genau parallel sind (oder wenigstens um diese Lage oscilliren) an Zuverlässigkeit gewinnen und somit der von Hrn. Dr. Reimann gemachten Bemerkung eine für die Höhenbestimmung der Nordlichter besonders hervortretende praktische Bedeutsamkeit geben. Da die Nordlichtstrahlen nicht allzu rasch vorübergehende, sondern oft minutenlang fast an derselben Stelle des Himmels feststehende Erscheinungen sind, so wird man (besonders im Falle der Unterstützung durch einen die Beobachtungen niederschreibenden Gehülfen) mit einer namhaften Genauigkeit Anfangs- und Endpunkt und damit die Richtung des Strahls zwischen den Sternen feststellen und aus verschiedenen gerichteten Strahlen für zahlreiche Zeitmomente die Convergenzpunkte herleiten können. Die geringe Krümmung, welche jeder Strahl wegen der mit der Breite variablen Inclination haben muß, würde bei Benutzung des Anfangs- und Endpunktes nicht in Betracht kommen, auch wenn dieselbe merklich seyn sollte, da zunächst immer nur die Mittelrichtung derselben in Anwendung käme. Der bequemerer Rechnung wegen würde man vorzugsweise

solche Strahlen, die von dem magnetischen Meridian nicht allzu weit entfernt sind, für die Beobachtung zu benutzen suchen, und wenn mehrere Beobachter in verschiedenen Längen- und Breiten-Graden auf diese Weise eine Anzahl von Höhenbestimmungen der in der Gegend ihres magnetischen Zenits liegenden Strahlen erlangten, so würde dadurch die obere und untere Gränze des Herdes der Strahlenbildung in einer, wie mir scheint, eine gewisse Genauigkeit versprechenden Weise fixirt und somit vielleicht auch für andere Punkte bei diesen zum Theil noch so problematischen Erscheinungen eine etwas bestimmtere Basis gewonnen werden können.

Von den physikalischen Erscheinungen bei dem Nordlichte vom 4. Februar erlaube ich mir schließlic noch der Wahrnehmung von sogenannten *schwarzen* Strahlen zu gedenken, wie solche in manchen Nordlicht-Beschreibungen erwähnt werden und die ich bisher nicht kannte. Ich sah diese Erscheinung kurz nach 8<sup>h</sup> hoch in Nordwest, während eines kurzen Zeitraums von vielleicht kaum zehn Minuten und mit einem bei den Bildungen dieser Streifen sich stetig und rasch vollziehenden Formenwechsel. Aus einer dunklen, wolkenartigen Schicht gingen schwärzliche Streifen über den grünlich erhellten Himmelsgrund herunter, sich nach und nach etwas mehr aus ihrer anfänglichen Verworrenheit sondernd, aber immer nicht besonders scharf begränzt, von etwa 10° bis 15° Länge und unterhalb wiederum in einem dunkleren Raum endigend. Sie glichen Säulen von herabgeschütteltem schwarzen Staube oder dünnen Rauchsäulen, erinnerten auch wohl an herabsinkende Regenstreifen aus einer dunklen Wolke. Ich bemühte mich zu entscheiden, ob es nicht dunkle Räume zwischen hellen Nordlichtstrahlen seyen, konnte aber während der kurzen Dauer der Erscheinung von der Richtigkeit dieser Auffassung mich nicht sicher überzeugen. Auch ein anderer hiesiger Beobachter hat es mehr für dunkle Streifen, als für Zwischenräume zwischen hellen gehalten und will die dunklen Streifen oben mit Roth endigend

gesehen haben, umgekehrt wie bei einer rauchenden Flamme.

Breslau, 15. Febr. 1872.

#### Zusatz 1.

Die im vorstehenden berechneten Höhen von Nordlichtstrahlen beziehen sich nur auf Beobachtungen in Breslau und eine einzelne ältere Beobachtung in Berlin. Inzwischen sind besonders über das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. zahlreiche Bestimmungen von anderen Orten bekannt geworden in den neueren Nummern der Wochenschrift für Astronomie etc. des Hrn. Prof. Heis in Münster. Die daselbst angegebenen Oerter der Krone habe ich für die einzelnen Beobachtungsorte, was meist erforderlich war, aus Rectascension und Declination in Azimut und Höhe verwandelt und die zur Vergleichung erforderlichen Declinationen und Inclinationen der Magnetnadel aus den Lamont'schen Karten entnommen. Letzteres geschah theilweis mit einigen Modificationen, deren Erörterung, sowie die Anführung der sonstigen Daten, ich jedoch der Kürze wegen hier übergehe, da die etwa noch erforderlichen kleinen Correctionen dieser Elemente in den gefundenen durchgängig *großen* Nordlicht-Höhen etwas wesentliches nicht ändern. Es mögen daher hier lediglich die nach den obigen Formeln berechneten Resultate zusammengestellt werden, welche für die nachstehenden einzelnen Orte, wie folgt, gefunden worden sind:

1) *Münster* (Heis, Wochenschrift 1872 No. 7 und 8). Aus 14 Beobachtungen des Hrn. Prof. Heis und der Hrn. Herweg und Busch ergiebt sich die Höhe der Krone = 36 geogr. Meilen.

2) *Danzig* (Wochenschr. 1872 S. 59), eine Beobachtung, Höhe = 61 geogr. Meilen. Hier habe ich jedoch die beobachtete Declination der Krone um  $10^\circ$  vergrößert und  $= +29^\circ$  angenommen, da nach Angabe des Beobachters die Krone nahe mit der Inclinationsrichtung übereinstimmt.

3) *Deventer* (ib. S. 58), 28 Beobachtungen von Hrn. Dr. Sirks ergaben im Mittel die Höhe = 52 Meilen.

4) *Groningen* (ib. S. 58), Höhe = 46 Meilen.

5) *Aachen* (ib. S. 66), eine Beobachtung von Hrn. Director Pützer, Höhe = 75 Meilen.

6) *Peckeloh* (ib. S. 96), 10 Beobachtungen von Hrn. Weber, Höhe = 66 Meilen.

Hierzu kommen für das Nordlicht vom 4. Febr. noch die beiden schon oben angeführten Breslauer Bestimmungen:

7) *Breslau*, 4 Beobachtungen von mir, Höhe = 64 Meilen.

8) *Breslau*, 4 Beobachtungen von Hrn. Dr. Reimann, für Strahlen südlich von der Krone, Höhe = 73 Meilen.

Außer diesen auf das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. sich beziehenden Bestimmungen habe ich noch einige ältere Beobachtungen von Nordlichtkronen berechnet und gefunden:

9) *Breslau* 1870 Oct. 25., aus 3 Beobachtungen (wie bereits oben erwähnt) Höhe = 83 Meilen.

10) *Münster* 1870 Oct. 25. (Wochenschr. 1870 S. 361), Höhe = 88 Meilen.

11) *Groningen* 1870 Oct. 25., (ib. S. 363), Höhe = 48 Meilen.

12) *Schleswig* 1870 Oct. 24., (ib. S. 383), aus 2 Beobachtungen Höhe = 57 Meilen.

13) *Groningen* 1869 Mai 13., (ib. S. 363), Höhe = 84 Meilen.

14) *Berlin* 1839 Oct. 22., Höhe (wie bereits oben erwähnt) = 33 Meilen.

Diese Zusammenstellung zeigt, gleich mehreren älteren und neueren Untersuchungen über diesen Gegenstand, daß über die sehr bedeutenden Höhen, in welchen diese magnetisch-elektrischen Lichtentwickelungen stattfinden, nicht wohl ein Zweifel obwalten kann, wie denn auch schon die Sichtbarkeit derselben über ganze Erdtheile hin die Annahme von niedrigen Höhen innerhalb der Atmosphäre im allgemeinen nicht gestattet. Im Mittel ergibt sich aus den vorstehenden 14 Bestimmungen mit Rücksicht auf die



Gewichte derselben eine mittlere Höhe der Nordlichtstrahlen — und zwar ihrer Mitten — von

55 geographischen Meilen.

Ursache der Schwankungen von oft mehr als 20 Meilen um diesen Mittelwerth herum bilden theils und in erster Linie die Ungenauigkeiten der Beobachtungen an sich (die den Ort der Krone meist nur auf ganze Grade angeben), theils ungenaue Bestimmung der Krone als Mitte zwischen den nahe zusammenlaufenden Strahlenden statt als *Schneidungspunkt ihrer Richtungen*, endlich vielleicht auch Oscillationen der Strahlen selbst. Sichere Schlüsse auf *wirkliche* Verschiedenheiten in der Höhe des Heerdes der Strahlenbildung nach Zeit und Ort lassen sich aus den hier vorliegenden Abweichungen bis jetzt *nicht* ziehen.

Messungen der scheinbaren Länge der Strahlen liegen nicht vor. Nach ungefähren Schätzungen darüber und Berechnung der linearen Länge nach den oben angegebenen Formeln glaube ich inzwischen nicht sehr weit von der Wahrheit abzuirren, wenn ich dafür einen Durchschnittswerth von vielleicht 40 Meilen annehme. Man wird also bis auf weiteres annehmen können, daß die Lichtentwicklung in etwa 40 Meilen über der Erdoberfläche beginnt und daß von hier aus die Lichtsäulen noch gegen 40 Meilen in den ganz leeren oder fast ganz leeren Raum emporschießen, mit Geschwindigkeiten, deren Gröfse an die Geschwindigkeiten des Emporschießens der Sonnenprotuberanzen erinnert. Fast scheint es, daß die untere Gränze der elektrischen Lichtentwicklung mit dem Aufhören der Atmosphäre und dem Beginne des leeren Raumes in Beziehung steht, da gerade in eine Höhe von etwa 40 Meilen auch diejenige obere Gränze der Atmosphäre zu legen ist, wo nach den Beobachtungen von Liais in Brasilien die letzten Spuren reflectirten Sonnenlichtes noch wahrgenommen werden konnten (C. R. XLVIII. 109) und auf welche auch die Entzündungen der Meteore hindeuten. Stellt sich die untere Gränze der Lichtentwicklung als eine einigermaßen feste (z. B. von 40 Meilen Höhe) her-

aus, so wird man oft, und sogar gewöhnlich, auch *unter der, mehr den Parallelen als den Meridianen folgenden Lichtzone hinwegsehen können und der jenseitige Himmelsraum wird in Form des bekannten dunkeln Segments erscheinen müssen.*

Bei dem Nordlicht vom 4. Febr. d. J., welches sich sehr weit südlich erstreckte, sah man in der That *zwei* dunkle Segmente, eins im Süden, das andere im Norden, ersteres in diesem Falle schärfer und deutlicher als das letztere, wobei stets die Gipfel dieser Segmente nahe in der Richtung des magnetischen Meridians (der Isogone des Ortes) liegen. In der Richtung der magnetischen Parallelen (Isoklinen) ist dagegen die Ausdehnung der Nordlichter eine viel größere, und die Wölbung der Lichtzone, wenn man sich gerade unter derselben befindet, wird hier meist bis zum Horizont hinabzureichen scheinen, wie denn in der That diesesmal (am 4. Febr.) die Helligkeit sich mehr in der Ost-West-Richtung concentrirte als im Norden. Gelangt man durch das oben angegebene Verfahren zu einer Kenntniß der Höhe der Fußpunkte der Nordlichtstrahlen, so kann man aus der Maximalhöhe des dunkeln Segments im Norden leicht die Erdgegend bestimmen, wo im Norden die Erscheinung aufhört. Die Fußpunkte der näher liegenden Strahlen liegen scheinbar immer höher und höher und alles vermischt sich so lange zu einem einförmigen hellen Schein, bis die Strahlen nahe genug kommen, um getrennt gesehen zu werden, und wo sie dann aus dem hellen Schein hervorzugehen scheinen. Bilden sich längs verschiedener Parallelen *mehrere* Strahlenzonen, durch lichtlose Zwischenräume von einander getrennt, so hat man die oft beobachtete Erscheinung der concentrischen Lichtbogen im Norden. Auch andere locale Unterbrechungen, sowie Richtungs-Aenderungen der Strahlenbildung (Abweichungen von den Parallelen) werden durch die Beobachtungen angezeigt. Immer jedoch wird man die einzelnen Strahlen selbst der Inclinationsrichtung parallel anzunehmen haben. Weitergehende Fragen würden die nach

der physikalischen Ursache der Strahlen seyn, ferner die nach der Färbung derselben und die nach der Bildung der hellen und farbigen Flecken, sowie überhaupt nach der Art der Lichtentwicklung in dem fast leeren und von der bewegten Erde zuletzt abzugrenzenden Raume.

Für eine weitere Prüfung des im vorstehenden erörterten Weges der Höhenbestimmung durch die Convergenzpunkte würde bei vorkommenden Nordlichtern einestheils und vornehmlich eine möglichst genaue Ermittlung des Schneidungspunktes der an der Krone zusammenlaufenden Strahlen wünschenswerth seyn, welches nicht immer die Mitte des zwischen den Strahlenden bleibenden leeren Raumes ist. Andernthails würden aber auch solche Convergenzpunkte für die Rechnung benutzt werden können, welche ohne eigentliche Kronenbildung durch Strahlen bestimmt sind, die von der Krone entfernt liegen, da eben die Verlängerung eines jeden Strahles nach der Krone hin führt. Es würde aber alsdann Anfangspunkt und Endpunkt eines jeden Strahls möglichst genau nach Rectascension und Declination oder nach Azimut und Höhe anzugeben seyn, da die Berechnung dieser von der Krone entfernteren Strahlen sich ein wenig modificirt und an Einfachheit etwas verliert. Vortheilhaft und bequem ist es, wenn die benutzten Strahlen theils im magnetischen Meridian, theils zu beiden Seiten desselben symmetrisch liegen. Im allgemeinen sind zwei oder drei nach Anfang und Ende möglichst genau bestimmte Strahlen für die Berechnung nutzbarer, als eine größere Anzahl ungenauer Bestimmungen, bei denen nur ein einzelner Stern angegeben ist, durch welchen der Strahl hindurchging. Man wird aber, wie ich glauben möchte, Anfang und Ende eines Nordlichtstrahles sicherer feststellen können als z. B. die viel kürzere Zeit andauernden Sternschnuppen-Bahnen.

Breslau, 2. April 1872.

## Zusatz 2.

Einige Zeit nach Abschluß des vorstehenden Aufsatzes erhielt ich durch die Güte des Hrn. Prof. Newton in Newhaven einen Abdruck eines von demselben im Mai 1865 in Silliman's *American Journal* (XXXIX. p. 286) veröffentlichten Aufsatzes „*the determination of the height of Auroral Arches from observations at one place*“, den ich bisher übersehen hatte und welcher ebenfalls schon eine exactere Methode enthält, um *ohne correspondirende Beobachtungen an andern Orten* Höhen des Nordlichtes zu ermitteln, dabei jedoch von Principien ausgehend, welche von den oben erörterten gänzlich verschieden sind. Prof. Newton's Methode beruht auf der Maximalhöhe und Amplitude des dunkeln Segments, oder auch irgend eines hellen Bogens, im Norden und macht die (im obigen auch von mir gefolgerten) Voraussetzungen, daß die Nordlichtzone den (magnetischen) *Parallelen* der Erde folgt und daß die Lichtentwicklung überall in nahe derselben Höhe (z. B. von 30 bis 40 geogr. Meilen) über der Erdoberfläche beginnt. Die von Newton auf diesem Wege gefundenen Höhen sind ebenfalls *große*, sowie nicht minder die von Prof. Twining auf dem Wege der Parallaxe aus dem Nordlicht vom 4. Febr. d. J. gefundenen in dem neusten (April-) Hefte von Silliman's *Amer. Journal*. Die Methode von Newton dürfte sich vornehmlich zur Ermittlung der unteren Gränze der Lichtentwicklung eignen und namentlich in allen den Fällen, wo das dunkle Segment eine scharfe, vom Kreise wenig abweichende und nicht unregelmäßig begränzte Form hat. Beide Methoden scheinen geeignet sich gegenseitig zu ergänzen, indem bei entfernteren Nordlichtern das dunkle Segment scharf zu seyn pflegt und die Methode von Newton die vortheilhaftere seyn wird, bei den näheren Nordlichtern dagegen mit Kronenbildung die oben angegebene, auf Kenntniß der magnetischen Inclination beruhende, die größeren Beobachtungs-Vortheile darbieten möchte.

Breslau d. 13. Mai 1872.

VII. *Der Meteorstein von Walkringen;*  
*von Prof. B. Studer.*

In der von Sulzer besorgten Ausgabe von Scheuchzer's <sup>1)</sup>) Naturgeschichte steht folgende Nachricht:

„Dienstag den 18. Mai 1698 hat man bei heiterem Himmel am unterschiedlichen und vielen Orten ein überaus starkes Schiessen in der Luft gehört. Der Schüsse waren fünf und hatte ein jeder seinen Nachklapf, welcher nicht minder stark als der Hauptklapf war. Neben diesen Schüssen hörte man an etlichen Orten eine große Decharge von vielen Tausend Musqueten und heftiges Trommeln, welches alles am obbemeldeten Tag auf den Abend zwischen 7 und 8 Uhr gehört worden ist.“

„Zu eben dieser Zeit ist in der Gemeinde *Waltringen*, dem Gericht *Hassle*, zu *Hinterschwendi*, an dem höchsten Orte der bedeuteten Gemeinde, ein schwerer Stein aus der Luft auf einen Acker herunter gefallen, welchen Stein des *Hans Blindebachers* Magd, die unter einem Baum, etwa 30 Schritte von dem Orte stehend, fallen gesehen, welcher Stein, nach ihrer Aussage, ein Räuclin erwecket, als er zur Erde niederfallen. Ohnweit von dieser Magd, etwa sechs oder acht Schritte, stunden zwei Mannspersonen in einem Garten, welche, als sie gefragt wurden, ob sie diesen Stein auch entweder gehört oder hernieder fallen gesehen haben, darauf geantwortet, daß sie zwar den Stein nicht haben hernieder fallen sehen, wie die Magd, so außer dem Garten gestanden, aber das können sie mit Grund der Wahrheit sagen, daß sie nach dem Schiessen ein Rauschen in der Luft gehört, nicht anders, als wenn sich ein Vogel schnell in der Luft schwinde.“

„Als nun diese beiden Mannspersonen, wie auch die bedeutete Magd, welche, nach ihres Meisters Aussage, still

1) Scheuchzer, Naturgeschichte des Schweizerlandes, 1746, I., S. 276.

und wahrhaft, diese Schüsse mit großer Bestürzung als über ihrem Haupte gehört und deswegen in einen nicht geringen Schrecken gerathen, sind sie sämmtlich in ihr Haus heimgelaufen und haben mit einander von dieser Sache geredet, da dann die Magd bezeuget, daß sie nicht nur diese Schüsse gehört, sondern auch etwas gesehen aus der Luft auf den Acker niederfallen. Als sie nun solches der Magd nicht glauben wollten, sind sie des morgenden Tages mit der Magd an den Ort gegangen, da sie gesagt, daß sie etwas habe niederfallen sehen. Als sie an den Ort kamen, fanden sie anders nichts als eine Grube in dem Herd, etwa eines Gmünds (?) hoch (da aber zu wissen, daß an dem Ort nicht mehr als einer guten Hand hoch Erdrich, darunter aber harte Steine); in der Grube aber fanden sie gar nichts. Da sie sich aber weiters umsahen, um zu sehen, was noch anzutreffen sey, da fanden sie an dem Rainlein (Abhang) dieses Ackers, etwa acht Schritt von der Grube, einen schwarzen Stein, dergleichen kein anderer zu sehen war; worüber sie festiglich glaubten, daß derselbe aus der Luft herunter gefallen sey. Welchen Stein sie dem Prediger des Ortes, Hrn. Jakob Dünki, überbracht, welcher ihn hernach auf die Bibliothek zu Bern nebst bisher erzähltem Attestat verehrt.“

„Gewißlich, wenn je eine Strahlgeschichte die Wirklichkeit der Strahlsteine bejahet, so ist's die jüngst erzählte. Wenn irgendwo ein wahrer Strahlstein ist, so suche man denselben in dem Naturalien- und Kunst-Ghalter der löbl. Stadt Bern. Dessen kann sich Cartesius und sein Anhang bedienen, um die Welt glauben zu machen, daß aus Vermisch- und Zusammenfügung vieler schweflichter, fett- und irdischer salzichter Dünste ein Strahlstein augenblicklich in der Luft erzeugt werden könne.“

Derselbe, wohl von Pfarrer Dünki verfasste Bericht steht auch in der ersten von Scheuchzer selbst besorgten Ausgabe der Naturgeschichte<sup>1)</sup>.

Auf welchem Wege aber Scheuchzer diesen Bericht

1) Schweiz. Naturg. 1706. II. 75.

erhalten hat, ist mir, trotz eigener Bemühungen und derjenigen meiner Freunde in Bern, Zürich und Basel, nicht möglich gewesen, aufzufinden. Auf der Bibliothek in Bern fehlt derselbe, und Sch., als er sie 1705 besuchte<sup>1)</sup>, erwähnt weder des Berichts, noch des Steins<sup>2)</sup>. Auch ist der Bericht in Betreff der Ortsangabe auffallend ungenau, und diese Angabe jedenfalls kann nicht in dem ursprünglichen Bericht gestanden haben.

Ein Pfarrdorf *Waltringen* kommt im Kanton Bern nicht vor; einzelne Höfe oder Häusergruppen dieses Namens finden sich im untern Emmenthal, nicht aber im Hasle. Zur Zeit des Meteors war ferner Jakob Dünki Pfarrer in *Walkringen*, drei Stunden östlich von Bern, und die, auch in andere Schriften von Scheuchzer<sup>3)</sup> übergegangene Verwechslung beider Namen ist nicht sehr auffallend. Wenige Jahre später wurde Dünki Pfarrer zu Münsingen, was auch Scheuchzer anführt. Es ist demnach außer Zweifel, daß der Ort, wo das Meteor stattfand, *Walkringen*, nicht *Waltringen* gewesen ist. Dieses bestätigt auch folgender Bericht, den ich der Freundlichkeit des gegenwärtigen Pfarrers von Walkringen, Hrn. Stettler verdanke:

„Laut den Pfarrbüchern, schreibt Derselbe, ist in den Jahren 1691 bis 1703 Johann Jakob Dünki hier Pfarrer gewesen. Das Bergviertel der Gemeinde heißt Schwendi und der höchst gelegene Theil, wozu drei Höfe gehören, Hinter-Schwendi. Der Name Blindebacher kommt in der Gemeinde nicht mehr vor (wohl aber in anstoßenden Gemeinden). Dagegen hat 1692 ein Niklaus Blindebacher ein Kind hier taufen lassen und 1697 war eine Magdalena Blindebacher Taufpathin. In den Pfarrbüchern und im Pfrundurbar ist nichts über diesen Me-

1) Itin. alp. 1723, p. 323.

2) In den Manuscripten von Dekan Gruner, Scheuchzer's Freunde, und in hiesigem Staatsarchiv waren alle Nachforschungen vergeblich.

3) Naturg. 1718. III 37.



teorsteinfall enthalten, und die Gemeindeprotocolle gehen nicht über das laufende Jahrhundert hinauf.“

Da die Gemeinde Walkringen nördlich bei Hinter-Schwendi, an die Gemeinde Hasle bei Burgdorf angränzt, und Hans Blindebacher wahrscheinlich der letztern angehörte, indem die Familie Blindebacher noch jetzt in Hasle eingebürgert ist, so kann hieraus der Irrthum entstanden seyn, den Vorfall in das Gericht Hasle zu verlegen, womit nur Meiringen bezeichnet seyn könnte, daher auch Kämtz (Meteorl. III.) ihn, als im Berner Oberland vorgekommen, anführt. Es wird in der ersten Nachricht der Meister der Magd als Hans Blindebacher von Hasle bezeichnet gewesen seyn.

Als Chladni sich im zweiten Jahrzehend dieses Jahrhunderts in Bern befand, forschte er mit eifriger Unterstützung der damaligen Vorsteher der Bibliothek und des naturhistorischen Museums, vergebens nach dem von Scheuchzer angeführten Meteorsteine und schrieb daher in der Vorrede zu seinem Buch über Feuer-Meteore 1819 S. XVII, wo er der ungünstigen Aufnahme erwähnt, die seine Behauptung, daß die Pallas'sche Eisenmasse meteorischen Ursprungs sey, erlitten hatte:

„Der Unglaube ging so weit, daß man sogar die meisten in öffentlichen Sammlungen aufbewahrt gewesenen Meteormassen weggeworfen hat, weil man befürchtete, sich lächerlich zu machen und für unaufgeklärt gehalten zu werden, wenn man nur die Möglichkeit der Sache zugäbe. So in Dresden, Wien, Kopenhagen, Verona und ebenso ist in Bern der 1698 bei Waltring gefallene Meteorstein nebst der Urkunde verschwunden.“

Es scheint indess in Bern das von Pfarrer Dünki angebotene Geschenk von der Bibliothekbehörde gleich Anfangs nicht angenommen, oder bald nachher entfernt worden zu seyn. In dem, nach der neuen Organisation der Bibliothek, 1693 angefangenen, mit vielem Luxus ausgestatteten und genau fortgeführten Donationenbuch findet man nichts von dem Stein von Walkringen und der



Name Dünki fehlt unter den Donatoren, während unbedeutendere Gaben nicht vergessen sind. Scheuchzer, in seiner Reise von 1705 erwähnt unter den auf der Bibliothek gesehenen Naturmerkwürdigkeiten Glossopetern von Wabern, Tufsteine mit Blattabdrücken von Toffen, Mondmilch von Weissenburg etc. Dafs er von dem Stein und Attestat ganz schweigt, scheint beinah eine Art Scheu zu verrathen, von dieser Sache zu reden. Reichhaltiger ist das Verzeichnifs der auf der Bibliothek aufbewahrten Gegenstände, welches Gruner, Dekan in Burgdorf, in den *Deliciae urbis Bernae* 1732 mittheilt, aber auch hier fehlt jede Erwähnung des Aërolithen. Um so mehr in allen spätern Schriften.

Wenn aber die Weigerung der Behörde, den Stein anzunehmen, zunächst nach dem Meteor stattfand, so kann sie kaum, wie Chladni annimmt, in der Furcht unaufgeklärt zu erscheinen, begründet gewesen seyn. Im Zeitalter der *Formula consensus* und der Hexenprocesse wurden die Behörden und besonders die meist aus Theologen bestehende Bibliothekbehörde, von andern Motiven geleitet, als am Ende des 18. Jahrhunderts.

Cartesius <sup>1)</sup> behauptet, dafs bei Gewittern die Ausdünstungen des Bodens in der Atmosphäre sich zu harten Steinen, *Strahlsteinen* verdichten könnten und der Nachsatz in Sulzer's Bericht beweist, dafs diese Lehre mit dem Steinfall von Walkringen in Verbindung gesetzt wurde. Stammt der Nachsatz, wie man wohl annehmen darf, ursprünglich von Scheuchzer her, so ist sein späteres Wegfallen nicht ohne Bedeutung.

In Bern war die Cartesianische Philosophie zuerst durch den 1666 zum Professor der Philosophie ernannten David Wyss bekannt geworden und hatte unter den Studirenden Anhänger gefunden. Diefs veranlafste den gefürchteten Dekan Hummel und den Kirchenconvent, die Regierung auf die Gefahr aufmerksam zu machen, die der Rechtgläubigkeit von einer Lehre her drohe, die mit

1) Cartesius, *Meteorol.* Cap. VII, 10.

der Forderung des Zweifels beginne. Es erfolgte 1669 ein strenges Edict an alle Professoren und Lehrer, in ihren Vorträgen Alles zu vermeiden, was mit der neuen Doctrin in Verbindung stehen möchte, den Studenten wurde befohlen, alle darauf bezüglichen Bücher und Schriften an die Kanzlei abzuliefern; man durchsuchte die Zimmer der Studirenden, warnte die im Auslande Studirenden vor Universitäten, die den Cartesianischen Grundsätzen huldigten und examinirte die Zurückgekehrten über ihren Glauben. Dieser Befehl wurde 1671 wiederholt und verschärft, und bis an's Ende des Jahrhunderts und später suchte man auf jede Weise dem Eindringen der Cartesianischen Philosophie vorzubeugen. Unter solchen Verhältnissen darf man sich nicht wundern, wenn die Vorsteher der Bibliothek es gerathen fanden, ein Geschenk abzuweisen, daß eine Behauptung von Cartesius zu bestätigen schien. Wahrscheinlich bleibt es immerhin, daß der Aërolith von Walkringen nicht der Aufklärung, sondern der Orthodoxie geopfert worden ist.

---

### VIII. *Zur Farbenzerstreuung des Fuchsins;* von C. Christiansen.

---

Hr. Prof. Kundt hat im Januarhefte 1872 dieser Annalen einige Refractionsindices anomal brechender Körper angegeben, unter denen auch einige auf Fuchsin beziehende sich finden. Wie er bemerkt, stimmen die von ihm gefundenen Zahlen zwar im Allgemeinen mit den meinigen überein, aber ihrer absoluten GröÙe nach findet zwischen ihnen ein bedeutender Unterschied statt. Der Grund dieses Unterschiedes liegt darin, daß ich den absoluten Werth von  $n_n$  viel zu klein gefunden habe, wahrscheinlich weil diese Wahrnehmungen spät im Jahre 1870 ge-

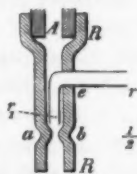
macht worden sind, unter sehr ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen. Dagegen kann ich die von Kundt gefundenen Brechungsverhältnisse mittelst einiger von mir im Sommer 1871 ausgeführten Messungen bestätigen; sie beziehen sich auf eine stark concentrirte alkoholische Auflösung von Fuchsin.

|                |        |
|----------------|--------|
| Äußerstes Roth | 1,450  |
| Gelb           | 1,516  |
| Blau           | 1,338  |
| Violett        | 1,374. |

Diese Zahlen stimmen mit denen von Kundt gefundenen für Violett überein, zeigen aber die anomale Dispersion beträchtlich stärker als die seinigen, wegen der sehr starken Concentration der Flüssigkeit.

### IX. *Eine neue Wasserluftpumpe; von C. Christiansen.*

Obige Mittheilung veranlaßt mich noch eine äußerst einfache Wasserluftpumpe zu beschreiben, die ein Jeder ohne alle Kosten verfertigen kann, die die Luft vollständig entfernt, und somit in manchen Fällen ebenso wohl wie die Bunsen'sche Luftpumpe angewandt werden kann. Ein



dickwandiges Kautschukrohr *RR* wird um das Wasserrohr *A* gebunden; mit einer glühenden Stricknadel bohrt man *RR* bei *e* durch und steckt durch die Oeffnung ein umgebogenes Glasrohr *rr*. Wenn nun das Wasser durch *A* in den Apparat hineinfließt, merkt man zwar keine, oder nur eine sehr geringe Saugung bei *r*; in einem daran befestigten Glasrohr, dessen anderes Ende in Quecksilber taucht, steigt das Quecksilber

nur ungefähr 1"; wenn man aber mit den Fingern das Rohr etwa bei *ab* zusammendrückt, steigt das Quecksilber 26 bis 27" und es zeigt sich dadurch, daß man einen fast vollständig luftleeren Raum auf diese Weise herstellen kann. Es kommt aber sehr viel darauf an, daß man das Rohr am rechten Orte zusammenklemmt, die Wirkung zeigt sich nur an einer einzelnen Stelle. Der kleinste Werth des Druckes in dem mit *r* verbundenen Raume ist gleich der Spannkraft des Wasserdampfes bei der kleinsten im Raume stattfindenden Temperatur; in einem Falle, wo die Temperatur des Wassers 5° C. betrug, fand ich im luftverdünnten Raume einen Druck von 7<sup>mm</sup>, also genau die Spannkraft des Wasserdampfes bei 5°.

Es folgt von selbst, ist aber sehr interessant zu beobachten, daß mit steigender Verdünnung der Luft die Ausströmungsgeschwindigkeit des Wassers abnimmt; man braucht nur die Mündung bei *r* abwechselnd zu schließen und zu öffnen um dies zu bemerken. Mit einem von Glas angefertigten Apparate, in welchem Falle man aber sehr viele Versuche machen muß, um die beste Form des Rohres *RR* zu finden, kann man die Vorgänge bei *r*, besser studiren und es giebt somit eine klare Einsicht in die Wirkungsweise dieses Apparates. Das ganze Phänomen ist natürlich dadurch hervorgebracht, daß sich unter *r*, ein kegelförmiger Hohlraum bildet, dessen Wand von fließendem Wasser gebildet ist, das durch seine lebendige Kraft dem Luftdrucke Gleichgewicht hält und dadurch ermöglicht, daß ein luftleerer Raum bei *r*, existiren kann.

**X. Ultraviolette Strahlen sind unmittelbar  
sichtbar;  
von M. Sekulić,**

Prof. an d. Ober-Realschule zu Rakovac in Kroatien.

(Aus dem Kroatischen übersetzt.)

Bei einer Gelegenheit wollte ich scharf die Gränze des sichtbaren Theiles des Spectrums auf der *H*-Seite bestimmen, dabei wandte ich ein Spectroskop mit zwei Flintglasprismen, Colimator und Fernrohr und directes Sonnenlicht an. Bei diesen Versuchen gelang es einmal die fünf Linien der Gruppe verschwommen wahrzunehmen; ermuthigt durch diesen glücklichen Zufall wurde der ganze Apparat in dieser Stellung vorsichtig geprüft. Nach längerem Hin- und Hersuchen entdeckte ich, daß die Sichtbarkeit dieser Linien und des damit verbundenen Lichtes von den directen Sonnenstrahlen respective des directen Sonnenbildes abhängig ist. Als nun das Collimatorrohr mit der Linse so gerichtet wurde, daß die Sonne direct im Brennpunkte der Ellipse, somit auf die brechende Fläche des Prisma projecirt wurde, sah ich das Licht und die dunklen Linien bis zur *N*-Gruppe. Die *M*-Gruppe erschien so deutlich, daß man noch auf die dritte breite Linie den Faden des Fernrohres mit der größten Sicherheit einstellen konnte. Die *N*-Gruppe dagegen erschien ziemlich verschwommen, nur der lichte Streifen dieser Gruppe konnte noch wahrgenommen werden. Unter diesen Umständen konnte ich auch natürlich die Farbe des Lichtes genau beobachten. Dieselbe ist, wie schon gesagt wurde, lichtblau, beinahe möchte ich sagen, silbergrau, ohne Spur von einer Röthe. Um mich besser überzeugen zu können, ob rothe Farbe darin sey, wandte ich blaue und violette Gläser an, in der Meinung, daß diese Gläser irgend welche Wirkung in der Farbe hervorbringen würden, und um daraus auf das Roth des Violetten schließen

zu dürfen. Bei Anwendung des blauen Glases erfüllte sich das Fernrohr, ich möchte sagen, mit einem lichtblauen Dunste, ähnlich dem Fluorescenzlichte des Chinins; dieser lichtblaue Nebel ist auch ohne Glas sichtbar, aber nicht so intensiv wie mit dem Glase. Im Hintergrunde liegen die dunklen Linien wie auf einem silbernen Bande gezogen. Bei Anwendung des violetten Glases verschwindet dieses neblichte Licht ganz, und man sieht ungleich besser das silbergraue Band mit allen Linien auf vollkommen dunklem Felde des Fernrohrs.

Als ich die Linien mit der Müller'schen Photographie (Müller, Lehrbuch der Physik) verglich, so zeigte sich eine vollkommene Identität aller Linien, so daß man nur die Genauigkeit bewundern muß, mit welcher Müller diesen Theil des Spectrums aus mehreren Photographien zusammengestellt hat.

Ich befasse mich jetzt damit die Brechungsexponenten für einzelne Linien zu bestimmen, und werde den Gegenstand weiter verfolgen, da ich Hoffnung habe, bald auch einen Quarzapparat zu bekommen.

---

**XI. *Purpurophyll, ein neues (?) Derivat des Chlorophylls;***  
***von Dr. T. A. Hartsen, derzeit in Pau.***

---

**W**ie den Freunden des Chlorophylls bekannt ist, hat Hr. Frémy diesen Stoff mit Alkalien behandelt und dabei zwei Farbstoffe, die er „Phyllocyanin“ und „Phylloxanthin“ getauft, erhalten. Das Verfahren, welches ihn zu diesem Resultat geführt, hat Hr. Frémy beschrieben wie folgt <sup>1)</sup>. Durch Behandlung mit Alkalien gelb gemachtes

1) Siehe *Traité de chimie etc. par MM. Pelouze et Frémy*, Artikel: *couleur verte des feuilles*.

Chlorophyll wird durch Salzsäure zur grünen Farbe zurückgeführt. Schüttelt man nun die Salzsäure, in welcher dieser gelbe Stoff gelöst ist, mit Schwefeläther, so erhält man zwei Schichten, deren obere, ätherische, schön gelb, die untere, wässrige, dagegen schön blau gefärbt ist.

So die Zeugenerklärung von M. Frémy. Durch Genauigkeit glänzt dieselbe allerdings nicht. Was muß man anfangen, damit Chlorophyll durch Alkalien gelb gemacht wird? Und ist es gleichgültig, *welches* Alkali man sich dabei bedient?

Hr. Frémy hätte andern Forschern — wenigstens uns selber — Zeit und Mühe ersparen können, wenn er die Antwort auf die Fragen zugleich mitgetheilt hätte.

Auf gutes Glück hin sind wir bestrebt gewesen, die Versuche des Hrn. Frémy zu wiederholen. Das Verfahren, welches wir dabei gefolgt, werden wir in Kürze beschreiben.

Chlorophyll <sup>1)</sup> wurde mit ein wenig starker Kalilauge etwa  $\frac{1}{4}$  Stunde gekocht. Das Gemenge wurde *nicht gelb*, sondern behielt die grüne Farbe. Jetzt wurde es filtrirt. Das Filtrat hatte dieselbe Farbe wie eine starke alkalische Lösung von Chlorophyll. Auch zeigte sie, ebenso wie diese, starke auffallende Fluorescenz.

Zu dieser Lösung wurde Salzsäure zugesetzt. Sobald das Kali neutralisirt war, entstand etwas Präcipitat. Wurde nun weiter Salzsäure zugefügt, so *änderte sich die Farbe in ein lebhaftes Grasgrün, während die Fluorescenz verschwunden war*. Von Gelb wurde noch nichts gespürt.

Allmählich sind wir dem Entstehen des „Purpurophylls“ näher gerückt. Wird nämlich die saure, grasgrüne Flüssigkeit mit kohlensaurem Kalk neutralisirt, so fällt ein graues Präcipitat nieder. Man wäscht es mit Wasser und gießt

1) Unter „Chlorophyll“ verstehen wir, mit allen Schriftstellern über diesen Gegenstand, die grüne Masse, welche man erhält, wenn man grüne Blätter mit Alkohol oder Aether auszieht und den Auszug danach verdampfen läßt. Etymologisch jedoch ist diese Terminologie nicht angemessen. „Chlorophyll“ meint ja „den grünen Farbstoff“ der Blätter. Dasjenige, was man jetzt „Chlorophyll“ zu nennen pflegt, enthält dagegen außerdem gelbe Farbstoffe usw.



nachher Alkohol darauf. Letzterer färbt sich *mit dem schönsten Purpur, welcher mit Grün und Carminroth aufs prächtigste fluorescirt.*

Der Körper, welcher diesen auffallenden Erscheinungen zu Grunde liegt, scheint noch nicht beschrieben zu seyn. Wir schlagen daher vor, ihn *Purpurophyll* zu taufen, bis zur Zeit, wo ein passender Name gefunden seyn wird.

Die Natur dieses Körpers haben wir nicht näher untersucht. Vielleicht dürfte er mit den Farbstoffen einiger Blumen (Veilchen usw.) identisch seyn. Durch Ammoniak wird er grün gefärbt.

Zum Schluß noch eine Bemerkung über die Versuche von M. Frémy. Dieser Gelehrte will durch Schütteln von Aether mit der sauren Lösung von der (S. 159) die Rede war, eine gelbe und eine *blaue* Schicht erhalten haben. Was diese blaue Schicht anlangt, so haben wir vergeblich versucht, dieselbe zu erzielen. Wenn wir mit Aether schüttelten, färbte dieser sich allerdings gelb, die untere Schicht jedoch wurde niemals *blau*, sondern höchstens bläulich-grün. Hat Hr. Frémy wirklich *blau* gesehen, oder hat er es nur zu sehen gemeint. Hat vielleicht die *a priori*'sche Ueberzeugung, ein *grüner* Stoff wie Chlorophyll *müsse* sich in Blau und Gelb zersetzen lassen, Sinnestäuschung bewirkt? Oder haben wir selbst nicht das richtige Verfahren geübt?

Wie dem sey, genaue Angaben von Hrn. Frémy wären erwünscht.

In einem nächsten Artikel werden wir auf die Untersuchungen Frémy's zurückkommen und zeigen, daß seine Interpretation der Resultate *falsch*<sup>1)</sup> ist.

- 1) Mit diesem Ausdruck soll keineswegs ein Vorwurf gegen Hrn. Frémy gemeint seyn. Täuschungen auf diesem Gebiet sind sehr leicht. Uebrigens hat der verdienstvolle Frémy durch seine Untersuchungen über Chlorophyll eine Anregung gegeben, für den wir ihm, soweit es uns persönlich betrifft, Dank schuldig sind.